

U. Müller
Diss. Frankfurt 9 M.
1904



ATOMARE ANREGUNGEN IN SCHWERIONENSTÖSSEN
MIT NUKLEAREM KONTAKT

Inaugural - Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
vorgelegt beim Fachbereich Physik der
Johann-Wolfgang-Goethe - Universität
zu Frankfurt am Main

von

U. Müller

aus Offenbach am Main

Tag der Promotion: 3. J. Frankfurt am Main

1984

INHALT

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereiches Physik
der Johann-Wolfgang-Goethe - Universität
zu Frankfurt am Main

Dekan: Prof. Dr. F. Granzer

Leiter der Arbeit: Prof. Dr. W. Greiner

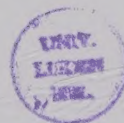
Erstgutachter: Prof. Dr. W. Greiner

Zweitgutachter: Prof. Dr. B. Müller

Tag der Promotion: 5. Juli 1984

INHALT

- 1 Einleitung und Motivation
- 2 Theoretische Beschreibung der atomaren Anregungsprozesse in Kollisionen schwerer Ionen
- 3 Die elektronische Wechselwirkung und ihr Einfluß auf atomare Anregungen
 - 3.1 Die adiabatische Approximation des TDHF-Formalismus
 - 3.2 Modifikationen der atomaren Anregungsprozesse aufgrund der Elektron-Elektron-Wechselwirkung - Eine Zusammenfassung
- 4 Die Atomphysik zeitverzögerter Schwerionenkollisionen - Das Schematische Modell
 - 4.1 Die Parameter des Schematischen Modells
 - 4.2 Die Berechnung der Amplituden nach der Kollision aus Amplituden am Umkehrpunkt mittels einer Matrix
 - 4.3 Atomphysik separierender Ionen - Eine Zusammenfassung
 - 4.4 Die Atomphysik des vereinigten Systems: Positronenerzeugung in überkritischen zeitverzögerten Schwerionenkollisionen
 - 4.5 Der Effekt der elektronischen Abschirmung im verzögerten Stoß
- 5 Weitere Anwendungen des Schematischen Modells in bezug auf die atomare Positronenerzeugung
 - 5.1 Energie- und Drehimpulsdissipation im Verlauf von Kernreaktionen
 - 5.2 Der Effekt nuklearer Zeitverteilungen
 - 5.3 Eine quantenmechanische Erweiterung der semiklassischen Beschreibung
 - 5.4 Konversionsprozesse in Riesenkernen - Ein klassisches Bild



- 6 Experimentelle Evidenzen für schmale Positronenlinien in Schwerionenstößen und ihre mögliche Interpretation
 - 6.1 Theoretische Grundlagen
 - 6.2 Ein teilweise spekulativer Vergleich mit dem Experiment
 - a. Die globalen Eigenschaften der Positronenproduktion in Theorie und Experiment
 - b. Einige Vorbemerkungen zur Diskussion linienartiger Strukturen in $U + Cm$ -, $U + U$ - und $U + Th$ - Kollisionen
 - c. Das System $U + Cm$
 - d. Die Auswirkungen der elektronischen Abschirmung auf die Interpretation der Positronenspektren im $U + U$ - Stoß
 - e. Strukturen in anderen Schwerionensystemen
 - f. Diskussion alternativer Prozesse
 - 6.3 Diskussion einer Koinzidenzmessung atomarer Positronen mit einem K-Loch
 - 6.4 Gekreuzte Uran-Strahlen - Die Verwendung hochionisierter Uran-Ionen und ihr Einfluß auf die spontane Positronenproduktion
- 7 Die Auswirkungen tiefinelastischer Kernreaktionen auf atomare Anregungsprozesse
 - 7.1 Diskussion der verwendeten kernphysikalischen Modelle zur Berechnung der nuklearen Trajektorien
 - a. Das nukleare Reibungsmodell nach J.R. Birkelund et al. (Modell I)
 - b. Die Modifikationen des makroskopischen Reibungsmodells durch R. Schmidt et al. (Modell II)
 - 7.2 Elektronen- und Positronenspektren in tiefinelastischen Kollisionen
 - a. Emission von Elektronen
 - b. Erzeugung von Positronen

- 7.3 Der Vergleich mit dem Experiment
 - a. Kurze Beschreibung der experimentellen Situation
 - b. Atomare Spektren elastischer Streuung
 - c. Bestimmung von Spalt- und experimenteller Nachweiswahrscheinlichkeit
 - d. Vergleich der experimentellen Daten mit theoretischen Ergebnissen
- 7.4 Die Erzeugung eines K-Loches - Theorie und Experiment
- 7.5 Der direkte Drei-Körper-Aufbruch - Ein sehr schematisiertes Reaktionsmodell

8 Zusammenfassung und Ausblick

Anhang Theoretische Herleitung einer Bestimmungsgleichung für Koinzidenzmessungen

Referenzen

Danksagung

Abstract

The structure of the vacuum has gained much interest in modern physics, since it became evident that it is not just a region of empty space, but a physical object, which can be subject for physical experiments. In this context the investigation of the vacuum of quantum electrodynamics has become a matter of great importance, as the spontaneous decay of the neutral QED vacuum to a charged vacuum has been predicted to occur in strong, but experimentally accessible, electric fields.

The conditions required can be created in collisions of heavy nuclei with a combined charge $Z \gtrsim 173$. Here the electronic $1s$ -state, deeply bound due to the strong Coulomb field, enters as a resonance the lower continuum of the Dirac-Hamiltonian, making feasible the spontaneous decay of the vacuum signalled by the emission of positrons if holes in the molecular $1s\sigma$ -shell are available.

The dynamical semiclassical theory of atomic excitations, especially of positron creation, in heavy ion scattering is presented and extended to collisions with nuclear contact. The characteristic dependence of inner shell vacancy formation on nuclear reaction times as well as the emergence of interference patterns in the energy spectra of emitted δ -electrons and positrons in delayed collisions is discussed in terms of a simplified, schematic model for the nuclear reaction dynamics. In addition, the spontaneous decay mechanism in giant nuclear systems with $Z \gtrsim 173$ leads, for sufficiently long reaction times, to a characteristic line in the positron spectra at the position of the $1s\sigma$ -resonance.

The position and width of the positron line is calculated in dependence on the nuclear configuration taking into account the influence of the electron-electron interaction. Furthermore, a quantum mechanical extension of our semiclassical treatment of the atomic scattering process and its effect on atomic positron spectra are discussed. In addition, the influence of $E0$ -transitions in the giant nuclear system on positron emission is treated qualitatively in a semiclassical approximation, indicating that nuclear collective

modes can be revealed by the measurement of Stokes and anti-Stokes lines in the positron spectra.

The theoretical results are compared with recent experimental data of different groups at the Gesellschaft für Schwerionenforschung, GSI, in Darmstadt. For $Z \geq 182$ and bombarding energies near the Coulomb barrier narrow line structures have been observed under restricted kinematical conditions. The possibility that these structures may actually signal spontaneous positron creation together with the existence of long-lived ($> 10^{-20}$ s) giant nuclear systems is discussed extensively. The significance of this effect for nuclear physics is pointed out.

Furthermore, atomic excitations in heavy ion collisions at bombarding energies high above the Coulomb barrier, measured in coincidence with elastic or quasi-elastic scattering and with inelastic events leading to subsequent fission, are investigated. The nuclear reaction dynamics is described in terms of different scattering models applying nuclear friction as a way to introduce nuclear reaction times of the order of $\sim 10^{-21}$ s. Also for these reaction types the measurement of atomic excitation processes seems to be an appropriate tool for obtaining information on the nuclear motion during a heavy ion reaction.

1. EINLEITUNG UND MOTIVATION

Die Struktur des Vakuums hat in der modernen Physik der letzten beiden Jahrzehnte ein steigendes Interesse geweckt, da sich mit der theoretischen Entwicklung und konzeptionellen Begründung der Quantenfeldtheorie die anschauliche Interpretation des Vakuums als gewöhnlicher leerer Raum als zu oberflächlich erwies. Heutzutage versteht man das Vakuum als physikalisches Objekt, welches dementsprechend Gegenstand physikalischer Experimente sein kann. Moderne Eichtheorien schreiben dem Vakuum gewisse Strukturen zu, die allerdings größtenteils noch nicht gänzlich verstanden sind. Ein entscheidendes Hindernis hierbei ist u.a. die fehlende Möglichkeit, die Struktur des Vakuums auf kontrollierte Art und Weise experimentell reproduzierbar zu untersuchen.

Genau dies ist erreicht für das Vakuum der heute in der Physik bestverstandenen Feldtheorie: der Quantenelektrodynamik. Hier gibt es seit 1968 theoretische Entwicklungen, die in die Vorhersage des Zerfalls des Vakuums in starken elektrischen Feldern mündeten [Pie69, Raf71, 74, MüB72a,b, Ful73, Pop70, 71] und die mit ihren vielfältigen Implikationen von Experimentatoren weltweit, vor allem aber bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt, überprüft wurden. Signal dieses Übergangs vom gewöhnlichen, elektrisch neutralen Vakuum in eine neue Phase des Vakuums, das geladene Vakuum, ist die spontane Paarerzeugung, deren fundamentaler Charakter im folgenden anhand einiger wichtiger Prinzipien der Quantenelektrodynamik kurz erläutert werden soll.

Die Quantenelektrodynamik beschreibt quantitativ das Verhalten elektrisch geladener Teilchen in beliebigen, stationären oder dynamischen, äußeren Potentialen, d.h. die Wechselwirkung von Teilchen miteinander oder auch die Wechselwirkung eines geladenen Teilchens mit sich selbst. Für ein Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$, wie z.B. das Proton oder das Elektron (auf letzteres wollen wir uns im folgenden beschränken), erfolgt die relativistisch invariante Beschreibung seiner Zustände oder seiner Bewegungen mit Hilfe der stationären bzw. der zeitabhängigen Dirac-Gleichung.

Das Energiespektrum der Einteilchen-Zustände der stationären Dirac-Gleichung zerfällt bei Vernachlässigung äußerer Potentiale in die beiden Kontinua zu positiver und negativer Frequenz, die durch eine Energielücke vom Betrage der Paarerzeugungsenergie $2m_e c^2$ (d.h. ~ 1022 keV) getrennt sind. Im Rahmen der Dirac'schen Löchertheorie ist das untere Kontinuum vollständig mit Teilchen besetzt (Dirac-See). Innerhalb der Lücke liegen nun für attraktive externe Potentiale die gebundenen Zustände des Elektrons (Abb. 1.1).

Das gewöhnliche Vakuum $|0\rangle$ ist durch die Position der sogenannten Fermienergie E_F definiert, unterhalb derer die Zustände Antiteilchen-Charakter besitzen. $|E_F\rangle$ ist nicht frei wählbar, da die Schwellenergie für die Elektron-Positron-Paarerzeugung sich experimentell bestimmen läßt. Das durch $|E_F\rangle$ definierte Vakuum $|0\rangle$ ist darüber hinaus elektrisch neutral, da die Zahl von Teilchen und Antiteilchen (im Dirac-See) gleich ist. Schwache externe (elektrische) Felder führen allenfalls zu einer Ladungsverschiebung (Vakuumpolarisation), deren Auswirkungen z.B. in Lambshift-Experimenten eindeutig nachgewiesen wurden. In schwachen Feldern läßt sich das Vakuum demnach als polarisierbares Medium verstehen.

Im Falle sich bewegender schwerer Kerne (Ionen) läßt sich die Vakuumpolarisationswolke teilweise abstreifen, da sie sich der ständig veränderten Lage der Ionen nicht vollständig anzupassen vermag. Dieser Prozeß ist als dynamische oder induzierte Elektron-Positron-Paarerzeugung zu verstehen [Smi74, Sof77, Rei77, 79a, 81a]. Der Wirkungsquerschnitt hierfür ist proportional zu $(Z_P + Z_T)^{2.0}$. Diese starke Abhängigkeit von der Gesamtkernladung wurde bereits in den Jahren 1978/79 experimentell bestätigt [Bac78, Koz79].

Zum Verständnis der hiervon prinzipiell zu unterscheidenden spontanen Paarerzeugung soll kurz das Verhalten elektronischer Zustände in einem externen attraktiven Potential stetig steigender Feldstärke erörtert werden. Quelle dieses externen Potentials sei z.B. die Zentralladung Z eines Kernes. Nimmt man diesen als punktförmig an, so wird das atomare Energiespektrum für $Z < 137$ durch die wohlbekannte Sommerfeld'sche Feinstrukturformel beschrieben. Für Kernladungen $Z > 137$ liefert die Feinstrukturformel für alle Zustände mit $\kappa = \pm 1$ allerdings imaginäre Energieeigenwerte.

Dieses vermeintliche Problem beruht auf der Singularität des Coulomb-Potentials und läßt sich durch die auch kernphysikalisch motivierte Berücksichtigung der endlichen Ausdehnung des Atomkerns beheben [Pom45, Wer58, Vor60, Pie69].

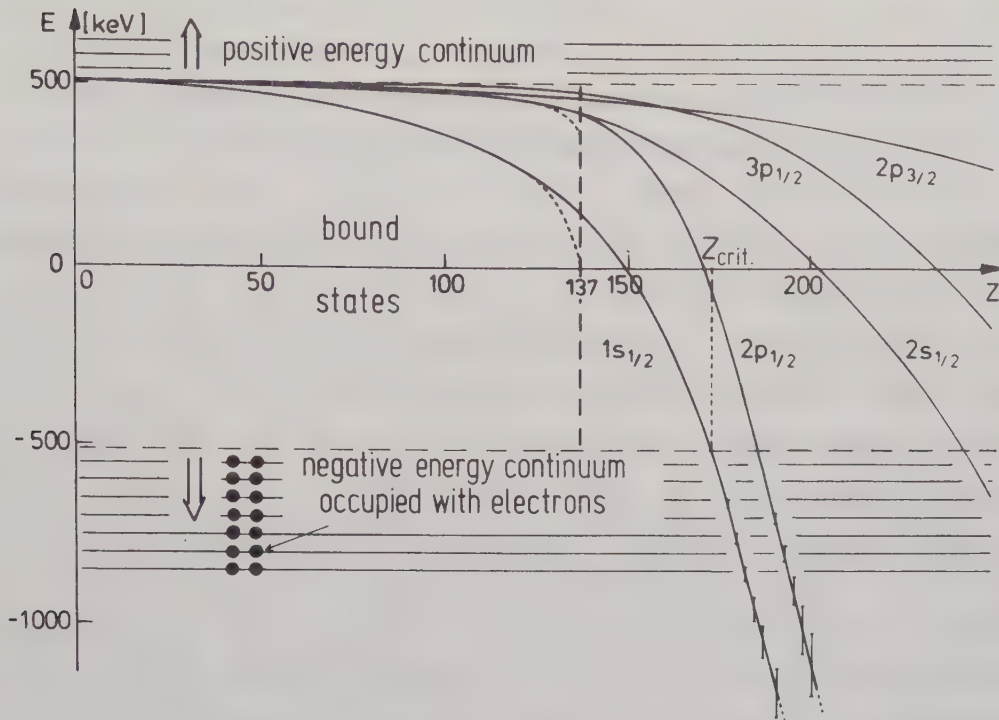


Abb. 1.1: Das Spektrum des Dirac-Hamilton-Operators als Funktion der Kernladungszahl Z , mit den beiden Kontinua zu positiven und negativen Frequenzen und einigen tiefgebundenen Elektronen-Zuständen innerhalb der Energielücke. Während die Punktkern-Näherung (Sommerfeld'sche Feinstrukturformel, punktiert) für $Z > \alpha$ (vertikale unterbrochene Linie) zu imaginären Energieeigenwerten der $\kappa = \pm 1$ - Zustände führt, lassen sich nach Berücksichtigung der endlichen Kernaushdehnung die Bindungsenergien der elektronischen Zustände bis zum Erreichen der unteren Kontinuumsgrnaze verfolgen. Die kritische Kernladungszahl des $1s_{\frac{1}{2}}$ -Zustandes beträgt $Z_{kr} \approx 137$. Für noch höhere Zentralladungen entarten der $1s_{\frac{1}{2}}$ -Zustand und die Zustände des unteren Kontinuums, die Resonanzbreite ist durch die, um einen Faktor 10 vergrößerten, vertikalen Balken charakterisiert. Nach [MüB72,73a], aus [MüB77,Rei77].

Bei endlichem Kernradius und $Z \approx 150$ erreicht aufgrund der starken Coulombanziehung die Bindungsenergie des am tiefsten gebundenen Niveaus, des K-Elektrons, den Wert $m_e c^2$, die 'Elektronenmasse wird weggebunden'. Für $Z = Z_{kr} \approx 173$ [Sof74] ist die Bindungsenergie des K-Elektrons gleich der doppelten Elektronen-Ruhemasse, das Lösungsspektrum der Dirac-Gleichung ändert qualitativ seine Gestalt: ein diskreter Zustand 'taucht ein' in das untere Energiekontinuum, so daß der (ehemals) gebundene Zustand und die positronischen Kontinuumszustände entarten.

Erhöht man in einem Gedankenexperiment die Ladung eines nackten Kernels mit $Z < Z_{kr}$ auf $Z > Z_{kr}$, so wird der unbesetzte $1s$ -Zustand nach $\sim 10^{-19}s$ spontan unter Emission eines Positrons (bei Berücksichtigung der Spin-Entartung: von zwei Positronen) aufgefüllt. Dadurch wird der Übergang zu einem neuartigen, stabilen Grundzustand, dem 'geladenen' Vakuum $|\tilde{0}\rangle$, angezeigt. Die stabile Konfiguration im Feld eines schweren überkritischen Kernels besteht somit aus dem Kern selbst plus den beiden Elektronen in der K-Schale. Dieser Übergang ist fundamentaler Natur. Er läßt sich nicht, wie z.B. die Vakuumpolarisation oder die Selbstenergie, perturbativ beschreiben. Das externe elektrische Feld großer Kernladungen $Z > Z_{kr}$ führt somit nicht nur zu einer Ladungsverschiebung wie im Falle der Vakuumpolarisation, sondern zur paarweisen Erzeugung realer Teilchen. Ein bereits klassisch zu nennendes Analogon besitzt die spontane Paarerzeugung im Klein'schen Paradoxon [Kle29]: Reflexions- und Transmissionskoeffizienten einer einlaufenden Elektronenwelle zeigen im Rahmen des Dirac-Formalismus beim Auftreffen auf eine Potentialschwelle von mehr als $2m_e c^2$ ein anomales Verhalten und offenbaren damit die Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren.

Eine Vielzahl von Mechanismen wurde in den letzten Jahren darauf hin untersucht, ob sie das 'Eintauchen' der elektronischen Zustände in den Dirac-See für $Z > Z_{kr}$ verhindern könnten, u.a. die Vakuumpolarisation [Pie69, Rin73, Gyu74], die Selbstenergie [Che76, Sof82] oder nichtlineare Effekte [Raf71, 73, Sof83] im elektromagnetischen Feld. Sie alle führten zu kleineren Korrekturen der bisherigen Ergebnisse, der generelle Mechanismus blieb jedoch unangestastet.

Die Voraussetzungen für den beschriebenen Übergang vom neutralen Vakuum in das neuartige (zweifach) geladene Vakuum sind somit:

- genügend große Feldstärken (z.B. durch die Zentralladung eines ausgedehnten Kerns mit $Z > Z_{kr} \approx 173$),
- sowie ein entleerter 1s-Zustand, der in das untere Dirac-Kontinuum eintaucht.

Der Nachweis der Übergangs sollte durch die Detektion der beiden spontan emittierten Positronen aus dem Paarerzeugungsprozess gelingen.

Um die theoretischen Aussagen in überprüfbare Physik umzusetzen, mußte zunächst nach einer Möglichkeit ihrer Realisierung in der experimentellen Praxis gesucht werden. In der Natur stehen bekanntlich keine Atomkerne der oben erwähnten Ladung $Z \gtrsim 173$ zur Verfügung. Die von der Frankfurter Schule um W. Greiner [Pie69,Raf71] und parallel dazu von Ya.B. Zeldovich und Mitarbeitern [Ger69,Zel71] entwickelten Vorschläge zielten deshalb auf eine kurzzeitige Simulation superschwerer Atomkerne in Schwerionenstößen hin: Während des Stoßes eines schweren Ions auf das Target eines schweren Elements (z.B. ${}_{92}\text{U} \rightarrow {}_{92}\text{U}$) stellen sich die inneren Elektronen aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeiten ($v_{el}/v_{ion} \sim 10$ für Einschußenergien der Ionen nahe der Coulomb-Barriere) adiabatisch auf das zeitlich veränderte Potential ein; es kommt zur Bildung zeitlich veränderlicher Elektronenorbitale um die beiden Ladungszentren (Quasimolekül), bei kleinen internuklearen Abständen (einige hundert fm) erfolgt der Übergang in den Bereich des Quasiatoms.

War in Abb. 1.1 die Kernladungszahl Z der für die Kritikalität eines atomaren Orbitals relevante Parameter, so spielt im Schwerionenstoß der internukleare Abstand R zwischen den beiden Atomkernen diese Rolle (Abb. 1.2). Das (dynamische) 'Eintauchen' des am stärksten gebundenen molekularen 1σ -Zustandes in das untere Kontinuum wird somit erst durch das Einhalten zweier Voraussetzungen gewährleistet:

- $(Z_p + Z_T) = Z_u > Z_{kr}$
- und $R < R_{kr} = R_{kr}(Z_u)$.

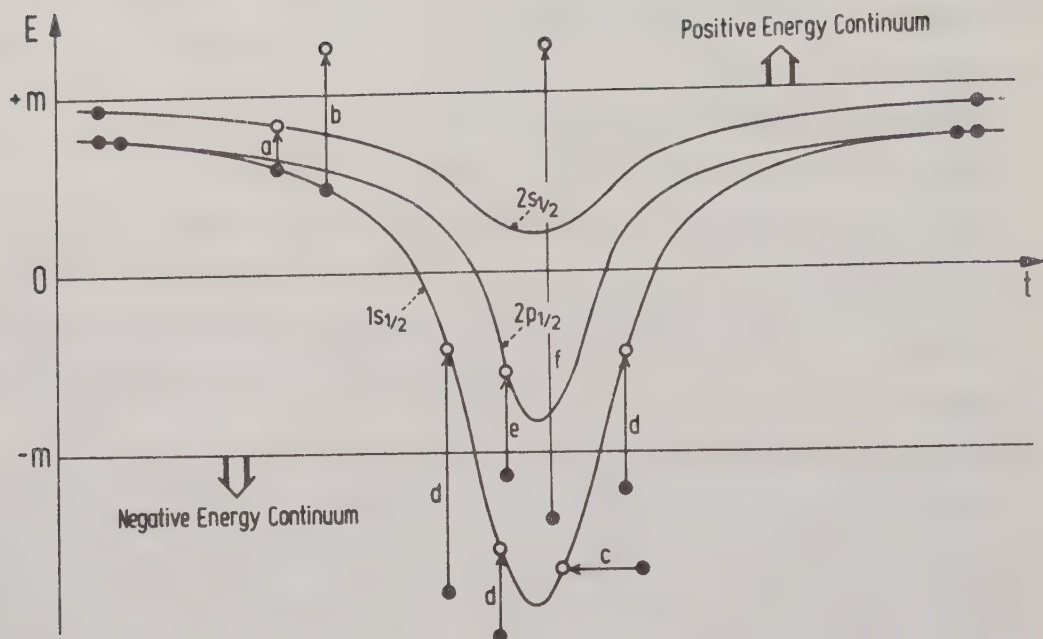


Abb. 1.2: Zeitlicher Verlauf der Bindungsenergien der drei am tiefsten gebundenen Zustände ($1s_{\frac{1}{2}}$, $2p_{\frac{1}{2}}$ und $2s_{\frac{1}{2}}$) während eines Schwerionenstoßes. Für eine kurze Zeitspanne Δt 'taucht' der $1s_{\frac{1}{2}}$ -Zustand in das untere Kontinuum ein, die Konfiguration wird überkritisch, der Zerfall des neutralen Vakuums $|0\rangle$ zum geladenen Vakuum $|\tilde{0}\rangle$ ist möglich. - Darüber hinaus zeigt die Abbildung typische Anregungsprozesse des Elektrons im Schwerionenstoß. Prozeß a beschreibt die Anregung des $1s_{\frac{1}{2}}$ -Niveaus in andere gebundene Zustände, Prozeß b die Ionisation ins obere Kontinuum. Während d, e und f die dynamische Positronenerzeugung durch Besetzung freier gebundener Niveaus (d und e) bzw. durch das Abschütteln der Vakuumpolarisationswolke (Prozeß f) verdeutlichen, repräsentiert Prozeß c die spontane Paarproduktion. - Elektronen im oberen Kontinuum sind nach dem Stoß als δ -Elektronen-, Löcher im unteren Kontinuum als Positronenspektren meßbar. Ein Loch im molekularen $1s_{\frac{1}{2}}$ -Zustand geht asymptotisch in ein K-Loch über. - Trotz einer gewissen Willkürlichkeit lassen sich die Anregungsprozesse trennen in die 'Atomphysik separierender Ionen' - eine Domäne des ein- und des auslaufenden Streuastes - und in die 'Atomphysik des vereinigten Systems', die sich auf einen Bereich kleiner internuklearer Abstände konzentriert. Aus [MüB77].

Verläßt man den Bereich gewöhnlicher Kernstreuung und untersucht etwa die Bildung nuklearer Riesensysteme (z.B. $_{184}X$ oder $_{188}X$) oder das Vorhandensein abnormer nuklearer Zustände (Dichte-Isomere), dann erscheint anstelle von R eine verallgemeinerte Parametrisierung durch die Form der Ladungsverteilung der Kernmaterie sinnvoll.

Die semiklassische Beschreibung der Atomphysik in Stößen schwerer Ionen erfordert die Lösung der zeitabhängigen Zwei-Zentren-Dirac-Gleichung (vgl. Kap. 2). In Abb. 1.2 ist der für einen Schwerionenstoß typische zeitabhängige Verlauf der Bindungsenergie der drei am tiefsten gebundenen molekularen Niveaus ($1s_{\frac{1}{2}}$, $2p_{\frac{1}{2}}$, $2s_{\frac{1}{2}}$) schematisch dargestellt. Während die Stoßzeit etwa $\sim 10^{-20}$ s beträgt, taucht der $1s_{\frac{1}{2}}$ -Zustand nur für $\sim 2 \cdot 10^{-21}$ s in das untere Kontinuum ein - eine im Vergleich zur spontanen Zerfallsbreite von $\sim 10^{-19}$ s sehr kurze Zeitspanne. Bereits dieser Unterschied von zwei Größenordnungen verdeutlicht, daß die spontane Paarerzeugung im Schwerionenstoß keineswegs einen begünstigten Prozeß darstellt.

Hierzu gesellen sich weitere Schwierigkeiten:

- Die spontane Paarerzeugung und somit der Übergang vom neutralen Vakuum zum geladenen Vakuum (Prozeß c in Abb. 1.2) setzen die Entleerung des eintauchenden Zustandes voraus. Dies geschieht in der 'Anflugphase' der beiden Kerne durch die Anregung des $1s\sigma$ -Elektrons in andere gebundene Zustände (Prozeß a) oder durch Ionisation ins obere Kontinuum (Prozeß b), allerdings nur zu $\sim 1\%$.
- Aufgrund des dynamischen 'Eintauchens' des molekularen $1s\sigma$ -Orbitals in das untere Kontinuum und der nur sehr kurzen zur Verfügung stehenden Stoßzeit im Bereich $R < R_{kr}$ ($\sim 2 \cdot 10^{-21}$ s) sind spontan emittierte Positronen extrem (stoß-) verbreitert.
- Neben der spontanen Paarerzeugung bewirkt die Dynamik des Schwerionenstoßes einen, leider dominanten Konkurrenzprozeß: die induzierte Emission von Positronen (Prozesse d, e, und f), wobei Prozeß f das bereits oben erwähnte dynamische Abschütteln der Vakuumpolarisationswolke beschreibt. Die Ursache für das verstärkte Auftreten dynamischer Kopplungen liegt in der im Bereich kleiner internuklearer Abstände schnellen Änderung der molekularen Zustände begründet, denen das Elektron-Positron-Feld nicht vollständig (d.h. adiabatisch) zu folgen vermag.

Erst die damals noch hypothetische Annahme einer wesentlich verlängerten Stoß- (oder besser: Reaktions-) Zeit der beiden Kerne [Raf78a, Rei79a] führt zu der vielversprechenden Strategie, den spontanen Paarerzeugungsprozeß gegenüber den dynamischen Anregungen zu begünstigen, unter bestimmten Umständen sogar beide Mechanismen offenkundig voneinander zu trennen. Nach den mehr qualitativen Überlegungen in [Raf78a] berechnete J. Reinhardt [Rei79a] die spontane Positronenproduktion im zeitverzögerten Schwerionenstoß erstmals quantitativ in 1. Ordnung Störungstheorie, die Erweiterung der Untersuchungen in Hinsicht auf die Mitnahme von Mehrstufenprozessen wurde schließlich in [Rei81a, MüU83a] publiziert.

Seit dem Jahre 1980 haben diese zunächst scheinbar rein akademischen Planspiele neuen Auftrieb von experimenteller Seite erhalten: Unabhängig voneinander berichteten zwei Kollaborationen in- und ausländischer Wissenschaftler nach Messungen am UNILAC der GSI Darmstadt über erste experimentelle Evidenzen für Strukturen in Positronenspektren [Ber81, Bok81]. Die zwischenzeitlich bei Einschußenergien nahe der Coulomb-Barriere untersuchten Stoßsysteme umfassen bezüglich der Gesamtkernladungszahl $Z_u = Z_p + Z_T$ eine Spanne von $Z_u = 182$ (U + Th) über $Z_u = 184$ (U + U) und $Z_u = 186$ (Th + Cm) bis $Z_u = 188$ (U + Cm). Der Nachweis einer, teilweise auch mehrerer schmaler Strukturen gelang in sämtlichen vier überkritischen Konfigurationen, allerdings nur für ausgewählte kinematische Bedingungen, z.B. nach exakter Kalibrierung der Einschußenergie im Experiment, insbesondere durch die Verwendung dünner Targetfolien, oder für speziell gesetzte kleine Winkelfenster für die Streuung von Projektil und Ejektil.

Die experimentell beobachteten positronischen Strukturen lassen sich, aus der Sicht der Atomphysik, mit Hilfe des Mechanismus der spontanen Paarerzeugung interpretieren. Dies alleine wäre bereits ein bemerkenswertes Ereignis für sich, da hiermit die Struktur des Vakuums (hier im Rahmen der Quantenelektrodynamik) zum ersten Male untersucht und auf kontrollierte und experimentell reproduzierbare Art und Weise von einer Phase in eine andere Phase überführt worden wäre. Der experimentelle Nachweis eines anderen (stabilen) Vakuumgrundzustandes, des geladenen Vakuums $|\tilde{0}\rangle$, wäre damit

gesichert. Eine umfassende Diskussion der vorliegenden Positronenspektren unter diesem Gesichtspunkt findet man, zusammen mit einer ausführlichen Erörterung alternativer Erzeugungsmechanismen, wie z.B. der (nuklearen) Konversionsprozesse, und deren Überprüfung in Kontrollmessungen, in Kap. 6 dieser Arbeit.

Die unter der Prämisse der spontanen Paarerzeugung geführte detaillierte Analyse der Positronenlinien in einem gegebenen Spektrum bezüglich deren Lage, Form (Breite) und Intensität führt jedoch zu unerwarteten Forderungen an die involvierte Kernphysik. Die Bildung langlebiger ($\geq 10^{-19}$ s) nuklearer Riesensysteme in einem Massenbereich $A \gtrsim 470$, die in ihrem 'überkritischen' elektrischen Feld einen auch experimentell evidenten spontanen Paarerzeugungsprozeß erst ermöglichen, ist ein weiteres spektakuläres Ergebnis der vorgeschlagenen und durch die experimentellen Befunde gestützten Interpretation der vorliegenden experimentellen Daten. Die aus den Charakteristika der Positronenlinien deduzierten quantitativen Aussagen über die Reaktions- oder besser Lebensdauer des Riesenkerns, über die nukleare Konfiguration während der Reaktion oder über den notwendigen nuklearen Wirkungsquerschnitt (vgl. Kap. 6), können sogar völlig neue Vorstellungen in der herkömmlichen Kernphysik erfordern und bewirken.

So existieren heutzutage in der 'traditionellen' Kernphysik nur recht vage Vorstellungen über die Natur der Kernprozesse, die für die Bildung der unerwartet langlebigen nuklearen Riesensysteme verantwortlich sein können: Konventionelle Streumodelle mit den für die betreffenden Schwerionenstoßsysteme herkömmlichen Wechselwirkungspotentialen (vgl. z.B. [Bł77,Ran78b,Kra79]) ergeben für die experimentell verwendeten Einschußenergien nahe der Coulomb-Barriere eine dominante Rutherford-Streuung, realistischere Reaktionszeitbestimmungen im Rahmen des zeitabhängigen Hartree-Fock-Formalismus (TDHF) liefern allenfalls Zeitverzögerungen in der Größenordnung von $\sim 4 \cdot 10^{-21}$ s [Str83]. Erst die auch in dieser Hinsicht stimulierenden experimentellen Positronenspektren lösten weitergehende theoretische Überlegungen aus, über deren erste Ergebnisse [Rho83] an dieser Stelle nur kurz referiert werden kann.

Voraussetzung für die Bildung nuklearer Moleküle ist eine 'Tasche' im nuklearen Streupotential (vgl. z.B. [Sch69,70] für leichte

Konfigurationen wie $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, sowie [Rho83,Gr83b] für Schwerionensysteme). Unter Verwendung realistischer Nukleon-Nukleon-Kräfte [Ber77,Sat79] und experimentell bestimmter nuklearer Dichteverteilungen [Coo76] lassen sich im Rahmen eines Doppelfaltungsmodells (M3Y-Potential [Sat79]) lokale Potentialminima auch für das superschwere $\text{U} + \text{U}$ - System berechnen. Es besteht eine starke Abhängigkeit der Lage und der Höhe der Potentialbarriere von der jeweiligen Orientierung der einzelnen deformierten Urankerne [Rho83,Sei83]. Die Form der Potentialtasche, die z.B. für die Berechnung der Lebensdauer und der Spalteigenschaften des Riesenkernsystems von entscheidender Bedeutung ist, konnte dagegen aufgrund der Vernachlässigung von Kompressionseffekten im verwendeten Formalismus bisher nicht zuverlässig bestimmt werden. Die theoretischen Arbeiten zu diesem Themenkomplex befinden sich z.Zt. in der Weiterentwicklung.

Die Interpretation der experimentell beobachteten Positronenlinien im Rahmen des spontanen Paarerzeugungsmechanismus erfordert jedoch nicht nur die Bildung langlebiger (metastabiler) Riesensterne mit Querschnitten im mb-Bereich, sondern aufgrund der experimentell gesetzten kinematischen Bedingungen einen nahezu kalten Reaktionsverlauf ($Q \gtrsim -15 \text{ MeV}$) sowie Projektil- und Ejektil-ähnliche Spaltfragmente. Die erste Forderung scheint leicht erfüllbar: Da sich für Einschußenergien nahe der Coulomb-Barriere die beiden Kerne ungefähr am Punkt des kleinsten Abstandes einer Rutherford-Trajektorie, R_{min} , berühren und das Kernmolekül bilden, ist nur noch sehr wenig Energie vorhanden, die in nukleare Anregungen fließen kann. Eine 'kalte' Reaktion ist - wie in leichteren Stoßsystemen bereits nachgewiesen [Jah82,Rei82] - die Folge. Die zweite Forderung hingegen bedarf einer genauen theoretischen Untersuchung über das Spaltverhalten nuklearer Systeme in einem Massenbereich weitab der bekannten Periodentafel, $A \gg 260$.

Sollten die Bemühungen im Rahmen traditioneller kernphysikalischer Konzepte nicht die gewünschten Ergebnisse erzielen, dann ist nötigenfalls über neue Gesetzmäßigkeiten beim Aufbau der chemischen Elemente nachzudenken, wobei allerdings der 'Grenzfall' kleiner Massenzahlen widerspruchsfrei einzuschließen ist. Dies könnte vielfältige Auswirkungen mit sich bringen: von einer Modifikation

der Energieformel der nuklearen Bindungen im Kern, ihrer Terme und Parameter, über ein verbessertes Verständnis der Elementarbausteine der Nukleonen, der Quarks, ihrer Eigenschaften und Wechselwirkungen, bis hin zu neuen Erkenntnissen über das Verhalten nuklearer Materie in größeren Ansammlungen, z.B. in Neutronensternen. Zuvor jedoch sollten auch die letzten noch vorhandenen Zweifel am sowie mögliche Alternativen zum spontanen Ursprung der experimentell beobachteten positronischen Strukturen durch weitere detaillierte Kontrollmessungen beseitigt werden.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es in erster Linie, quantitative theoretische Aussagen über atomare Anregungsprozesse im Schwerionenstoß (vgl. Abb. 1.2) unter der besonderen Berücksichtigung nuklearer Reaktionen zu erzielen. Besonderes Gewicht wird auf die Behandlung der induzierten und der spontanen Paarerzeugung gelegt, also auf die Entstehung von Elektron-Positron-Paaren im unter- und überkritischen elektrischen Feld der Stoßpartner. Die Erzeugung von Leerstellen (Löchern) in den am tiefsten gebundenen atomaren bzw. molekularen Niveaus (K- und L-Schale, bzw. $1s\sigma$ -, $2p_{\frac{1}{2}}\sigma$ - und $2s\sigma$ -Orbital) muß parallel behandelt werden, besitzt in dieser Arbeit allerdings, ebenso wie die Emission der δ -Elektronen, nur eine nachrangige Bedeutung.

Das zugrundeliegende theoretische Konzept wird in Kap. 2 erläutert. Der Übergang von der zeitabhängigen Zwei-Zentren-Dirac-Gleichung zu einem gekoppelten Kanalgleichungssystem der elektronischen Anregungsamplituden wird hierbei kurz diskutiert, eine von J. Reinhardt [Rei79a,81a] entwickelte Erweiterung der Theorie für den überkritischen Schwerionenstoß erörtert.

Abschnitt 3.1 beschreibt das in dieser Arbeit verwendete Elektron-Elektron-Wechselwirkungs-Potential [Reu83,84]. Dessen Auswirkungen auf die atomaren Anregungsprozesse im Rahmen einer adiabatischen Näherung des zeitabhängigen Hartree-Fock-Formalismus (ATDHF) [Reu84,MüU83a] werden in Abschnitt 3.2 erläutert.

Die Betrachtung von Stößen mit nuklearen Reaktions- oder Verzögerungszeiten im Rahmen eines schematischen Reaktionsmodells erfolgt in Kap. 4. Nach der Beschreibung des Modells für die nukleare Trajektorie in Abschnitt 4.1 und einer Diskussion in Abschnitt 4.2 über die Verwendung einer (Rechenzeit sparenden)

Entwicklungsmatrix zur Berechnung der elektronischen Übergangsamplituden, werden in den Abschnitten 4.3 und 4.4 die Auswirkungen einer nuklearen Zeitverzögerung auf die atomaren Anregungsraten besprochen. Hierbei findet eine Unterteilung statt in die 'Atomphysik separierender Ionen' (K-Loch-Raten, δ -Elektronenspektren, Positronenerzeugungsraten in unterkritischen Konfigurationen) und in die 'Atomphysik des vereinigten Systems' (spontane Paarerzeugung im überkritischen Stoßsystem; im Prinzip auch die hier nicht behandelte charakteristische CN- (Compoundkern-) Röntgenstrahlung).

Abschnitt 4.5 zeigt den Einfluß der Elektron-Elektron-Wechselwirkung auf die Positronenraten eines zeitverzögerten überkritischen Schwerionenstoßes.

In Kap. 5 wird zunächst die Wirkung einer bisher vernachlässigten Energie- und Drehimpulsdissipation auf die Positronenspektren im Rahmen des erweiterten Schematischen Reaktionsmodells untersucht (Abschnitt 5.1). Verteilungsfunktionen nuklearer Verzögerungszeiten werden in Abschnitt 5.2 eher exemplarisch anhand ihres Einflusses auf die atomare Positronenerzeugung diskutiert, der Übergang zur Deduktion nuklearer Reaktionszeiten im Rahmen eines quantenmechanischen Streumodells [Hei83a,84] erfolgt in Abschnitt 5.3. Darüber hinaus zeigt Abschnitt 5.4 in einer klassischen Näherung die Auswirkungen der Konversion von E0-Übergängen im Riesenkernsystem auf die atomaren Positronenspektren.

Die beiden folgenden Kapitel sind dem Vergleich mit experimentellen Daten gewidmet. Nach einigen theoretischen Vorbemerkungen in Abschnitt 6.1 werden zunächst in Abschnitt 6.2 unter dem Aspekt der integralen Eigenschaften der Positronenemission im Schwerionenstoß theoretische Resultate mit neueren experimentellen Daten verglichen. Die Positronenspektren zweier Gruppen an der GSI Darmstadt, nämlich der Kollaborationen am Orange-Spektrometer [Ber81,82,83,Cle83,84,Kie81,83] und am EPOS-Transportsystem [Bok81,82,83a,b,Gre82a,b,83,Sch83a,Sch84], zu den Stoßsystemen $U + Cm$ und $U + U$ werden anschließend unter der Prämisse des spontanen Paarerzeugungsprozesses analysiert. Aus Lage, Breite und Intensität der beobachteten positronischen Strukturen gewinnt man quantitative Aussagen über die involvierte Kernphysik, d.h.

über die Mindestlebensdauer des gebildeten Riesenkerns, über die nukleare Ladungsverteilung während der Reaktion und über den nuklearen Wirkungsquerschnitt. Evidenzen über Strukturen in anderen Schwerionenstoßsystemen sowie mögliche Kontrollmessungen, Bestätigungen und Bedenken zur Interpretation der Positronenlinien sind zum Abschluß des Abschnittes 6.2 zusammengetragen.

Die Auswirkungen einer K-Loch-Positronen-Koinzidenzmessung sowie der Verwendung nackter Urankerne (U^{92+}) auf die Evidenz spontaner Positronenlinien in einem gegebenen Spektrum werden aus theoretischer Sicht in den Abschnitten 6.3 und 6.4 diskutiert.

Nach der Atomphysik langlebiger, metastabiler nuklearer Riesensysteme, die bei Einschußenergien nahe der Coulomb-Barriere auftreten können, werden in Kap. 7 atomare Anregungen tiefinelastischer Schwerionenreaktionen weit oberhalb der Barriere erörtert. Der Vorstellung der verwendeten makroskopischen nuklearen Reibungsmodelle [Bir78,79;Sch78] in Abschnitt 7.1 folgt in Abschnitt 7.2 eine ebenso ausführliche Diskussion der berechneten δ -Elektronen- und Positronenspektren. Der Vergleich mit einem Experiment zum $U + U$ - Stoß ($E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$, 7.5 MeV/u und 8.4 MeV/u) am Solenoid-Spektrographen in der GSI Darmstadt [Sen83a,Bac83] (Abschnitt 7.3) wird durch die Herleitung stoßparameterabhängiger Spalt- und einer experimentellen Nachweiswahrscheinlichkeit für Spaltungen im tiefinelastischen Schwerionenstoß ergänzt. Vorhersagen zur atomaren K-Loch-Erzeugung in der elastischen und in der tiefinelastischen $U + U$ - Kollision werden in Abschnitt 7.4 experimentellen Daten einer Gruppe um W.E. Meyerhof [Mol83;Sto84] gegenübergestellt.

Der Einfluß eines unmittelbaren Drei-Körper-Aufbruchs des nuklearen Riesensystems auf die atomaren Anregungsprozesse wird im Rahmen eines sehr schematischen Spaltmodells in Abschnitt 7.5 untersucht.

Im abschließenden Kap. 8 werden die erzielten Ergebnisse kurz zusammengefaßt und ein Ausblick auf verbleibende zukünftige Aufgaben gegeben.

2. THEORETISCHE BESCHREIBUNG DER ATOMAREN ANREGUNGSPROZESSE IN KOLLISIONEN SCHWERER IONEN

In diesem Kapitel soll kurz auf die theoretischen atomphysikalischen Grundlagen eingegangen werden, die zum Verständnis der nachfolgenden Rechnungen und der Vergleiche mit experimentellen Daten notwendig sind. Ausführliche Darstellungen zur Theorie atomarer Anregungen in Schwerionenstößen sind z.B. in [Rei79a,81b, Sof79a,b] zu finden.

In einer voll quantenmechanischen Behandlung des Schwerionenstreuproblems beschreibt man das Gesamtsystem der Kerne und Elektronen als einen Eigenzustand des Gesamt-Hamilton-Operators H_{tot} mit Eigenwert E , der totalen Energie:

$$(2.1) \quad H_{\text{tot}} \Psi_E(R, r, x) = E \Psi_E(R, r, x) .$$

R ist hierbei der internukleare Abstand der beiden Kernzentren, r beschreibt die elektronischen Koordinaten im nuklearen cm-System. x sind generalisierte innere Koordinaten beider Kerne zur Beschreibung nuklearer Anregungen [Smi75]. Die Wellenfunktion $\Psi_E(R, r, x)$ steht für die Kombination der nuklearen und atomaren Wellenfunktionen.

Im Rahmen der semiklassischen Näherung (SCA) [Smi75, Bri76] wird angenommen, daß der nukleare Anteil aus der Gesamtwellenfunktion Ψ_E herausfaktorisiert und daß die Bewegung der Kerne durch eine klassische Trajektorie $R(t)$ beschrieben werden kann. Dies ist im Schwerionenstoß in guter Näherung für nichtrelativistische Einschußenergien gewährleistet, die Forderung [Boh48]

$$(2.2) \quad \eta = (Z_P Z_T e^2) / (\hbar v) \gg 1$$

des Bohr-Sommerfeld-Parameters ist wegen der starken Z -Abhängigkeit selbst bei Einschußenergien knapp oberhalb der Coulomb-Barriere noch erfüllt. Oft wird die Bewegung der beiden Kerne in nuklearen Reaktionsmodellen selbst dann noch als klassisch angenom-

men, solange die Identität von Projektil- und Targetkern nicht vollständig aufgehoben ist [Nö79].

Die Beziehungen zwischen semiklassischer Approximation und einer voll quantenmechanischen Beschreibung wurden 1978 von J.S. Briggs und K. Taulbjerg [Bri78] untersucht. Obwohl SCA für die meisten atomaren Streuprobleme im MeV/u-Bereich dieselben Resultate liefert wie eine quantenmechanische Berechnung, kann sie zu falschen Ergebnissen führen, falls nukleare Reaktionen während der Streuung stattfinden [Bla78, Anh84]. Im besonderen gilt dies für nukleoneninduzierte Reaktionen, für die quantenmechanische Berechnungen, z.B. in der DWBA-Näherung, durchgeführt werden müssen [Fea81, Bla82, McV82]. Andererseits zeigen die Überlegungen in [Hei83a], daß der Übergang zur semiklassischen Näherung in schwerioneninduzierten Reaktionen nicht unvernünftig erscheint.

Die semiklassische Behandlung der Elektron-Positron-Anregungsprozesse im Schwerionenstoß führt zur zeitabhängigen Zwei-Zentren Dirac-Gleichung [MüB73b, 76a]

$$(2.3) \quad i\hbar \partial/\partial t \Phi_i(R(t)) = H_{\text{TCD}}(R(t)) \Phi_i(R(t))$$

mit dem relativistischen Zwei-Zentren-Dirac-Hamiltonian $H_{\text{TCD}}(R(t))$. Die relativistische Behandlung der Elektronenbewegung ist aufgrund der auftretenden hohen Bindungsenergien und der hohen Impulskomponenten in den Wellenfunktionen absolut erforderlich.

Gl. (2.3) beschreibt die Bewegung eines einzelnen Elektrons im Anfangszustand i in einem externen zeitabhängigen elektromagnetischen Potential $V_n(R(t), r)$, das durch die beiden Kerne erzeugt wird:

$$(2.4) \quad H_{\text{TCD}}(R(t)) = \alpha (p - e/cA) + \beta m_e + eV_n(R, r) + eV_e(R, r)$$

mit $V_n(R, r)$ in Punktkernnäherung

$$(2.5) \quad V_n(R, r) = -Z_P \frac{e}{|r - R_P|} - Z_T \frac{e}{|r - R_T|}, \quad R = R_P - R_T.$$

Das Potential $V_e(R, r)$ beschreibt hierbei die Elektron-Elektron-Wechselwirkung und ist in [Reu84] ausführlich diskutiert. Seine Einflüsse auf die atomaren Anregungsprozesse sollen deshalb in Kap. 3 nur kurz behandelt werden. Aufgrund der Anwendung der semiklassischen Näherung ist es möglich, die Elektronenwellenfunktion Φ_i in einen zunächst beliebigen, aber am Problem orientierten vollständigen Satz von elektronischen Basiszuständen zu entwickeln. (Eine weitere Möglichkeit bestünde natürlich darin, das atomare Streuproblem im Rahmen des TDHF-Formalismus direkt zu lösen [Teu83]. Zu einem weiteren Ansatz unter Verwendung der Ehrenfest'schen Theoreme vgl. [Kle83, Kra84].)

Die Adiabasie-Bedingung (vgl. [Raf72])

$$(2.6) \quad t_{\text{koll}} / t_{\text{orb}} \gg 1 ,$$

mit der Stoßzeit t_{koll} und der 'Umlaufzeit' t_{orb} des Elektrons, legt für die untersuchten Systeme die Verwendung der zeitabhängigen molekularen Basis, d.h. der stationären Lösungen der Zwei-Zentren-Dirac-Gleichung

$$(2.7) \quad H_{\text{TCD}}(R) \phi_j(R) = E_j(R) \phi_j(R) ,$$

nahe [The79,81]. Die Verwendung einer atomaren Basis, wie sie im SCA-Modell von Bang und Hansteen [Ban59] bereits ausführlich untersucht und für stark asymmetrische Stöße auch erfolgreich angewendet wurde [Han75, Koc80], wäre nicht günstig, da die Elektronenhülle ausreichend Zeit besitzt, sich auf das gemeinsame Coulombfeld beider Kerne einzustellen. Daß sich allerdings die elektronischen Zustände auch in langsamen Stößen nicht vollkommen adiabatisch verhalten, ist letztendlich die Ursache zur Erzeugung von Löchern in inneren Schalen, zur Emission von δ -Elektronen und zur Produktion der Positronen.

Die Zerlegung der Einteilchen-Wellenfunktion $\Phi_i(t)$ in die stationären Zustände $\phi_j(R)$ der Zwei-Zentren-Dirac-Gleichung (2.7) genügt folgender Gleichung:

$$(2.8) \quad \Phi_i(R(t)) = \sum_j a_{ij}(t) \phi_j(R(t)) \exp \{-i/\hbar \chi_j(t)\} .$$

Die Summe beinhaltet eine Integration über die Kontinuums-Zustände zu positiver und negativer Frequenz. Die Phasenfaktoren $x_j(t)$ sind so gewählt, daß die diagonalen Matrixelemente des Hamiltonians H_{TCD} in den gekoppelten Differentialgleichungen (2.10) verschwinden:

$$(2.9) \quad x_j(t) = \int^t dt' \langle \phi_j(t') | H_{TCD}(R(t')) | \phi_j(t') \rangle .$$

Nach Einsetzen der Gl. (2.8) und (2.9) in die zeitabhängige Zwei-Zentren-Dirac-Gleichung (2.3) ergibt sich unter Ausnutzung der Orthonormalitätsbeziehungen der quasimolekularen Basis (2.7) das folgende System gekoppelter zeitabhängiger Differentialgleichungen erster Ordnung:

$$(2.10) \quad \dot{a}_{ij}(t) = -\sum_{k \neq j} a_{ik}(t) \langle \phi_j | \partial/\partial t + i/\hbar H_{TCD} | \phi_k \rangle \cdot \exp \{i/\hbar (x_j - x_k)\} ,$$

mit der Anfangsbedingung $a_{ij}(-\infty) = \delta_{ij}$.

Im Gegensatz zur Physik der Stöße leichter Ionen sind die Mehr-Stufen-Anregungsprozesse des gekoppelten Kanalgleichungssystems (2.10) äußerst wichtig für ein quantitatives Verständnis der Erzeugungswahrscheinlichkeiten für Löcher in inneren Schalen. In Schwerionenstößen übersteigen die mit Hilfe von Gl. (2.10) berechneten Lochraten die störungstheoretischen Ergebnisse um bis zu einen Faktor 4 [Rei79b]. Diese Tatsache macht es notwendig, die gekoppelten Gleichungen (2.10) der Besetzungsamplituden $a_{ij}(t)$ des Elektrons sehr sorgfältig zu integrieren.

Die Größe $|a_{if}(\infty)|^2$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Elektron während des Stoßes vom Anfangszustand i in den Zustand f angeregt wird. Anregungen des Mehrelektronensystems bestimmt man auf ähnliche Weise, vgl. Gl. (2.11) bis (2.13), sofern die Elektronen als voneinander unabhängig betrachtet werden können. Dies schließt auch die Wechselwirkung der Elektronen untereinander über ein mittleres Feld [Reu84] ein. Die Zahl der Löcher in einem Zustand q unterhalb der Fermikante F (die Grenze, bis zu der die molekularen Zustände vor dem Stoß, $t \rightarrow -\infty$, besetzt waren) bestimmt sich durch

inkohärente Summation über die Einteilchen-Anregungswahrscheinlichkeiten nach dem Stoß:

$$(2.11) \quad N_q = \sum_{k>F} |a_{kq}(\infty)|^2, \quad (q < F) \quad .$$

Diese Gleichung ist besonders wichtig für die Bestimmung von Positronenproduktionswahrscheinlichkeiten, da ein Loch im negativen Energiekontinuum der Dirac-Gleichung als ein Positron interpretiert wird.

Auf dieselbe Weise können atomare Anregungswahrscheinlichkeiten in einen Zustand p oberhalb der Fermikante F berechnet werden, z.B. zur Bestimmung der δ -Elektronen-Spektren:

$$(2.12) \quad N_p = \sum_{k<F} |a_{kp}(\infty)|^2, \quad (p > F) \quad .$$

Korrelationen zwischen der Emission von Elektronen und der Erzeugung von Löchern berechnen sich zu [Rei79a,Sof80]

$$(2.13) \quad N_{p,q} = N_p N_q + \left| \sum_{k<F} a_{kp}^*(\infty) a_{kq}(\infty) \right|^2 .$$

Nach Ersetzen des Vorzeichens des zweiten Terms in Gl. (2.13) durch ein Minuszeichen läßt sich diese Gleichung auch zur Bestimmung von Teilchen-Teilchen- oder Loch-Loch-Koinzidenzen verwenden. Bei Vernachlässigung einer expliziten Zweiteilchen-Elektron-Elektron-Wechselwirkung genügt es also, zunächst das Einteilchenproblem zu lösen und die Anwesenheit mehrerer Elektronen anschließend durch das Pauli-Prinzip zu berücksichtigen [Rei79a]. Kohärente Terme sorgen lediglich in Koinzidenzmessungen für entsprechende Modifikationen der Anregungswahrscheinlichkeiten.

Entsprechend der Ableitung in [Rei79a,Sof80] repräsentieren die Indizes q , p und k in Gl. (2.11) bis Gl. (2.13) jeweils eine definierte Drehimpulsquantenzahl κ und definierten Spin ($\uparrow$ oder $\downarrow$). Herkömmliche Spektrometer unterscheiden i.A. allerdings nicht zwischen einem Teilchen mit Spin $\uparrow$ und einem mit Spin $\downarrow$. Oftmals ist es sogar unmöglich, die Drehimpulsquantenzahl κ zu bestimmen, z.B. beim Vermessen von δ -Elektronen-Spektren oder bei der Bestimmung von K-Loch-Raten in symmetrischen Stoßsystemen. Deshalb sollen q

und p im folgenden die Repräsentanten eines Gemisches von experimentell jeweils ununterscheidbaren (oder nichtunterschiedenen) Zuständen darstellen, so daß die Summe über die Zustände k in Gl. (2.11) und Gl. (2.12) so zu interpretieren ist, als repräsentiere sie bereits sämtliche relevanten Drehimpulsquantenzahlen κ und die beiden Spinrichtungen. Letzteres läßt sich im Rahmen der hier verwendeten Näherungen leicht durch eine Multiplikation der Raten N_q und N_p mit einem Faktor 2 berücksichtigen.

Bei der Diskussion von Koinzidenzwahrscheinlichkeiten gemäß Gl. (2.13) in Abschnitt 4.3 und im Anhang dieser Arbeit wird diese Interpretation von N_q und N_p allerdings wieder fallengelassen. Sämtliche Indizes repräsentieren dann jeweils eine definierte Quantenzahl κ und eine definierte Spinrichtung, $\uparrow$ oder $\downarrow$. Auf diesen Sachverhalt wird an den entsprechenden Stellen nochmals hingewiesen.

Bei der numerischen Lösung der gekoppelten Differentialgleichungen (2.10) werden die folgenden Näherungen getroffen: Retardierungs- und magnetische Effekte [Sof81a] werden vernachlässigt. Die Multipolentwicklung des Gesamtpotentials, $V_n(R,r) + V_e(R,r)$, wird auf seinen Monopol- ($\ell=0$)- Anteil beschränkt [Sof79a,Reu84], da trotz dieser Näherung Bindungsenergien und Matrixelemente der verwendeten Basis im Bereich kleiner internukleärer Abstände R überraschend gut wiedergegeben werden. Die Abweichungen für die Bindungsenergien der niedrigsten $n\sigma$ -Zustände im $Pb + Pb$ - System vom exakten Ergebnis liegen für $R < 500$ fm im Prozentbereich, ähnliches gilt für die radialen Matrixelemente. Für die höheren Zustände bzw. für den Bereich großer Kernabstände ist die Monopolnäherung zwar schlecht geeignet, für die in dieser Arbeit interessierenden radialen Anregungen von tief gebundenen Zuständen mit der Drehimpulsquantenzahl $|\kappa| = 1$ sollte die Monopolnäherung jedoch ausreichen. Der Operator $\partial/\partial t$ in Gl. (2.10), der Anregungen aufgrund der Zeitabhängigkeit der molekularen Basis beschreibt, läßt sich deshalb auf seinen radialen Anteil $\dot{R}\partial/\partial R$ reduzieren, die Coriolis-Kopplung kann nicht mehr sinnvoll beschrieben werden [Rei79a].

Berechnung und Eigenschaften der Wellenfunktionen und Matrixelemente sind nicht Thema dieser Arbeit, ausführliche Diskussionen hierüber findet man in [Sof79a,80,Rei81a,Reu84].

Aufgrund der hier verwendeten Monopolnäherung der Potentiale [Sof79a,Reu84] können elektronische Zustände mit verschiedenem Drehimpuls nicht miteinander koppeln. Die für die Positronenproduktion dominanten Kanäle $\kappa = +1$ und $\kappa = -1$ können also getrennt behandelt werden. Bei der Lösung des gekoppelten Differentialgleichungssystems (2.10) sind für eine Vielzahl der nachfolgenden Berechnungen je bis zu acht gebundene Zustände und ≥ 15 Zustände im oberen Kontinuum berücksichtigt. Als Integrations-Routine findet ein Standard-Hamming-predictor-corrector-Verfahren mit bis zu ~ 1500 Zeitschritten Verwendung.

Da die Kopplungen zwischen den einzelnen Positronenzuständen klein sind, genügt es bei der Berechnung der Positronenspektren, jeweils nur einen Positronenzustand bei der Lösung des Kanalgleichungssystems mitzunehmen. D.h.: das untere Kontinuum ist störungstheoretisch angekoppelt. (In den meisten Fällen ist für die Bestimmung von δ -Elektronen-Spektren und K-Loch-Raten sogar eine Vernachlässigung des unteren Kontinuums möglich.)

Im folgenden soll kurz eine weitere Eigenschaft von Gl. (2.10) diskutiert werden, die für die späteren theoretischen Betrachtungen und Vergleiche mit experimentellen Daten von entscheidender Bedeutung ist. Gl. (2.10) enthält zwei verschiedene Typen von Kopplungsoperatoren: (i) die zeitliche Ableitung $\partial/\partial t$ führt lediglich dann zu Kopplungen, wenn, wie in unserem Fall, die verwendete Basis zeitabhängig ist; (ii) die Potentialkopplung, die nur dann einen Beitrag zu atomaren Anregungsprozessen leistet, wenn der verwendete Satz an Basiszuständen nicht aus Eigenzuständen des Dirac-Hamiltonians besteht, vgl. Gl. (2.7). Dies ist bisher nicht der Fall.

Erst mit der Behandlung des überkritischen Streuproblems gewinnt die Potentialkopplung ein besonderes Interesse. Im überkritischen Fall verschwinden ein oder mehrere gebundene Zustände aus dem diskreten Spektrum (des Dirac-Hamilton-Operators) und werden zu Resonanzen im unteren Kontinuum. Die dynamische Beschreibung der Anregungswahrscheinlichkeiten im Fall "eingetauchter" Niveaus

führt zu einer Erweiterung der Theorie der unterkritischen Stöße [Rei79a,81a]. Die Resonanzen der eingetauchten Niveaus gleichen nahezu den gebundenen Zuständen, oszillieren jedoch bei großen Abständen (Durchtunnelung der Teilchen-Antiteilchen-Energielücke [Kle29]). Für $Z > Z_{kr} \sim 173$ und $R < R_{kr}$ (nur ein Zustand sei eingetaucht) kann man deshalb einen 1s-artigen, quasi-gebundenen normierten Zustand $\tilde{\phi}_{1s}$ zur Resonanzenergie E_{1s} definieren, der mit dem unteren Kontinuum entartet ist [Rei79a,81a]. Anschließend hat man ein neues unteres Kontinuum $\tilde{\phi}_e^+$ so zu konstruieren, daß es vollständig und zu dem Resonanzzustand $\tilde{\phi}_{1s}$ orthogonal ist. Eine Kombination des ursprünglichen Dirac-Hamiltonians, Gl. (2.4), mit einem inhomogenen Zusatzterm, der proportional zu $\tilde{\phi}_{1s}$ ist, enthält das modifizierte Kontinuum als Spektrum. Die Integrodifferentialgleichung [Rei79a,81a]

$$(2.14) \quad (H_{TCD} - E_e^+) |\tilde{\phi}_e^+\rangle = \langle \tilde{\phi}_{1s} | H_{TCD} | \tilde{\phi}_e^+\rangle |\tilde{\phi}_{1s}\rangle .$$

wird durch direkte Integration [Rei79a,Reu84] gelöst. Die neuen Basiszustände ϕ_{E_e} , ϕ_n , $\tilde{\phi}_{1s}$ und $\tilde{\phi}_e^+$ dienen nun zur Entwicklung der zeitabhängigen Wellenfunktion $\Phi_i(t)$, vgl. Gl. (2.8). Da die neue Basis jedoch auch Nicht-Eigenzustände zum Hamilton-Operator (2.4) enthält, koppeln der modifizierte 1s-Zustand und das untere Kontinuum nicht nur über das 'induzierte' Matrixelement $\partial/\partial t$ miteinander, sondern auch über die Potentialkopplung $i/\hbar \langle \tilde{\phi}_{1s} | H_{TCD} | \tilde{\phi}_e^+\rangle$. Diese hängt nicht explizit von der Kernbewegung ab und führt im statischen Limes $R(t) = \text{konst} < R_{kr}$ zu einem exponentiellen Zerfall eines in $\tilde{\phi}_{1s}$ präparierten Loches. Die Zerfallsbreite beträgt

$$(2.15) \quad \Gamma_{1s} = 2\pi \left| \langle \tilde{\phi}_{E_{res}} | H_{TCD} | \tilde{\phi}_{1s} \rangle \right|^2 .$$

Der Formalismus führt somit zwanglos zu einer 'induzierten' und einer 'spontanen' Positronenproduktion. Letztere ergibt sich aus der Existenz des instabilen $\tilde{\phi}_{1s}$ -Zustandes in der Entwicklungsbasis.

In der Praxis allerdings führt dies beim Übergang vom unterkritischen zum überkritischen Stoßsystem zu keinerlei Schwelleneffekt [Rei79a,81a,b,MüU83a;Tom82a,b], da die schnelle Veränderung des elektromagnetischen Potentials unter der Annahme einer Ruther-

ford-Streuung bereits signifikante Anregungen bewirkt. Vergleicht man die Zerfallsdauer eines spontanen Übergangs mit der Stoßzeit im Schwerionenstoß (Unter Stoßzeit wollen wir in diesem Zusammenhang die Zeitspanne verstehen, während derer die beiden Kerne nahe genug beieinander sind, um die Bindungsenergie des 1s-Elektrons auf mehr als die zweifache Elektronenruhemasse zu erhöhen), so erkennt man, daß die spontane Positronenproduktion üblicherweise einen unterdrückten Mechanismus darstellt. Erzeugungswahrscheinlichkeiten und Energiespektren der Positronen verhalten sich deshalb stetig beim Übergang vom unterkritischen zum überkritischen Stoßsystem.

Dies wird in Abb. 2.1 anhand der differentiellen Positronenproduktionsraten dP_e^+/dE_{e^+} für die vier Stoßsysteme Pb + Pb und Pb + U ($Z_P + Z_T \lesssim Z_{kr}$), sowie U + U und U + Cm ($Z_P + Z_T > Z_{kr}$) verdeutlicht. Sowohl die kinematischen Parameter $E_{Lab} = 6.2$ MeV/u und $b = 0$ als auch die Wahl der Fermikante $F = 3s\sigma, 4p_{\frac{1}{2}}\sigma$ ($F = 3$) sind für alle Systeme identisch. Die elektronische Abschirmung ist, wie in Kap. 3 näher besprochen, im Rahmen einer adiabatischen

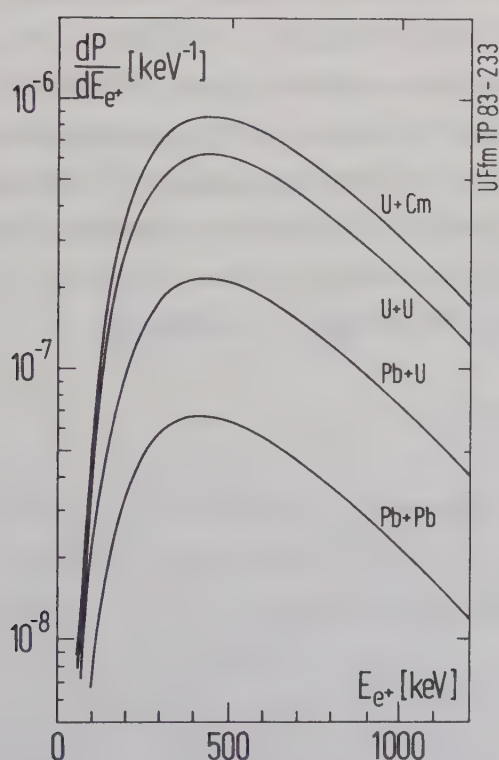


Abb. 2.1: Positronenspektren der vier Schwerionenstoßsysteme Pb + Pb, Pb + U, U + U und U + Cm bei einer Einschubenergie von $E_{Lab} = 6.2$ MeV/u und einem Stoßparameter $b = 0$. Die Fermikante ist hierbei auf $F = 3s\sigma, 4p_{\frac{1}{2}}\sigma$ ($F = 3$) festgelegt, die elektronische Abschirmung im Rahmen der ATDHF-Approximation (vgl. Kap. 3) berücksichtigt. Der Übergang vom unterkritischen zum überkritischen Stoßsystem führt zu keinem sprunghaften Anstieg der Emissionswahrscheinlichkeiten.

Approximation des TDHF-Formalismus berücksichtigt. Die Emission niederenergetischer Positronen ist aufgrund der Coulomb-Abstoßung durch die Ladungen der beiden Kerne unterdrückt, während sämtliche Spektren im Bereich hoher Positronenenergien einen exponentiellen Abfall, in exakt derselben Art und Weise wie die Spektren der δ -Elektronen, aufweisen. Offensichtlich ist die Form der Spektren im wesentlichen unabhängig von der Gesamtladung $Z_P + Z_T$ des Stoßsystems, lediglich die Lage der Emissionsmaxima (~ 400 keV) verschiebt sich mit wachsender Gesamtladung geringfügig in Richtung höherer Energien. Auch die integralen Positronenerzeugungswahrscheinlichkeiten ändern sich beim Übergang vom unterkritischen zum überkritischen Bereich keineswegs sprunghaft.

Eine vielversprechende Strategie, ein deutliches Anzeichen für den Eintauchprozeß zu gewinnen, besteht darin, die Unabhängigkeit des spontanen Übergangs von der Dynamik des Stoßes auszunutzen, indem man für überkritische Systeme Stöße mit verlängerten Kontaktzeiten der beiden Kerne selektiert [Raf78a, Rei79a, 81b, MüU83a]. Derartige Kernprozesse werden für Einschußenergien des Projektilkerns knapp oberhalb der Coulomb-Barriere erwartet. Die nukleare Verzögerungszeit T sollte somit ein Werkzeug sein, überkritische Systeme von unterkritischen zu unterscheiden. Dies wird unter theoretischen Aspekten im Rahmen eines Schematischen Modells in den Kap. 4 und 5 untersucht, ein Vergleich mit experimentellen Daten erfolgt in Kap. 6. Theoretische Überlegungen zu atomaren Anregungsprozessen in tiefinelastischen Schwerionenreaktionen auf der Grundlage realistischer Reaktionsmodelle werden, ebenfalls im Vergleich zu experimentellen Resultaten, in Kap. 7 diskutiert.

3. DIE ELEKTRONISCHE WECHSELWIRKUNG UND IHR EINFLUSS AUF ATOMARE ANREGUNGEN

3.1 Die adiabatische Approximation des TDHF-Formalismus

In Kap. 2 wurde die Elektron-Elektron-Wechselwirkung über das Potential $V_e(R, r)$ bei der Berechnung der molekularen Basiszustände, Gl. (2.7), berücksichtigt. In diesem Abschnitt soll nun diskutiert werden, welche Form die für diese Arbeit verwendete Wechselwirkung besitzt [Reu84]. Ihr Einfluß auf die atomaren Anregungsprozesse, vor allem in Bezug auf die Erzeugungswahrscheinlichkeiten von Positronen, wird in Abschnitt 3.2 kurz behandelt.

Ein gutes Verfahren zur Berücksichtigung von Abschirmeffekten steht mit dem Hartree-Fock-Slater-Formalismus [Har27, Sei40, Sla51] zur Verfügung. Die Dirac'sche Hartree-Fock-Gleichung [Har27, Sei40] besitzt einen nichtlokalen Austauschterm der Elektron-Elektron-Wechselwirkung. Unter der Annahme eines mittleren lokalen Austauschpotentials [Sla51] kann sie sehr stark vereinfacht werden. Eine zusätzliche Reduzierung des Austauschpotentials um einen Faktor 2/3 zur Erzielung besserer Gesamtenergien wurde von Kohn und Sham [Koh65] vorgeschlagen. Das so modifizierte Hartree-Fock-Slater-Potential wird zur Bestimmung sowohl der elektronischen Wellenfunktionen als auch ihrer Energieeigenwerte [Reu84] verwendet:

$$(3.1) \quad V_e(R, r) = \sum_k \int d^3 r' \phi_k^+(r') e/|r-r'| \phi_k(r') \\ - 2/3 (81/8\pi)^{1/3} e \{ \sum_k \phi_k^+(r) \phi_k(r) \}^{1/3} ,$$

wobei die molekularen Wellenfunktionen ϕ_k auch vom internuklearen Abstand R abhängen: $\phi_k(R, r)$. Wie in Kap. 2 bereits beschrieben, wird auch die Multipolentwicklung dieses Potentials auf seinen Monopol- ($\ell=0$)- Anteil beschränkt.

Im Experiment wird das Projektilion in sogenannten Stripperfolien in sehr hohem Grade ionisiert, das Targetatom jedoch besitzt zu Beginn des Schwerionenstoßes seine komplette Elektronenhülle. Für

die folgenden Berechnungen wurde deshalb angenommen, daß 50 Elektronen in den am schwächsten gebundenen molekularen Zuständen fehlen. Dies berücksichtigt natürlich nicht die asymmetrische Anfangskonfiguration der Elektronen in der experimentellen Situation. Sämtliche Ergebnisse müssen deshalb mit Rücksicht auf diese Annahmen für das selbstkonsistente HFS-Potential interpretiert werden.

Die Behandlung der zeitabhängigen Abschirmung basiert auf einer adiabatischen Näherung des zeitabhängigen Hartree-Fock- (ATDHF)-Formalismus. D.h.: die elektronischen Wellenfunktionen ϕ_j in Gl. (2.8) werden als Eigenzustände des adiabatischen (!) Hartree-Fock-Slater-Hamiltonians entlang der nuklearen Trajektorie R bestimmt. Dies setzt voraus, daß sich das quasimolekulare System während des Stoßes fortwährend im Grundzustand befindet. Da das $1s\sigma$ -Elektron in Stößen sehr schwerer Ionen 'lediglich' mit einer Wahrscheinlichkeit von bis zu $\sim 10\%$ angeregt wird, sollte dies keine zu schlechte Näherung darstellen. Andererseits werden schon für den $2p_{1/2}\sigma$ -Zustand Anregungswahrscheinlichkeiten von bis zu $\sim 70\%$ erzielt. Dies führt zu der Vermutung, daß für das reale atomare Streuproblem sowohl die Berücksichtigung der Abschirmung im Rahmen der ATDHF-Approximation als auch die Vernachlässigung der Abschirmung in der sogenannten Coulomb-Potential-Näherung Grenzfälle darstellt, innerhalb derer sich das Quasimolekül bewegt.

Aufgrund der oben diskutierten Approximation des direkten und des Austauschterms der Elektron-Elektron-Wechselwirkung durch ein mittleres lokales Potential, das für alle Elektronen gleich ist, können die Vereinfachungen aus Kap. 2 für die Beschreibung des Mehrelektronensystems, vgl. Gl. (2.11) bis (2.13), voll ausgenutzt werden: Es genügt also, zunächst das Einteilchen-Problem zu lösen; Anregungen des Mehrelektronensystems können durch inkohärente (außer im Falle von Koinzidenzmessungen) Addition der Einteilchen-Übergangswahrscheinlichkeiten beschrieben werden.

3.2 Modifikationen der atomaren Anregungsprozesse aufgrund der Elektron-Elektron-Wechselwirkung - Eine Zusammenfassung

Im folgenden soll der Einfluß des Elektron-Elektron-Wechselwirkungs-Potentials $V_e(R,r)$, Gl. (3.1), auf die atomaren Anregungsprozesse kurz diskutiert werden. Dies geschieht im Rahmen der adiabatischen Approximation des TDHF-Formalismus (Abschnitt 3.1). Im Gegensatz dazu wird in der sogenannten Coulomb-Potential-Näherung die Abschirmung vernachlässigt, Anregungen des Quasimoleküls werden (im unterkritischen Stoßsystem) dann ausschließlich durch die Variation des Zwei-Zentren-Potentials, Gl. (2.5), bewirkt. Eine ausführliche Betrachtung hierzu ist in [Reu84] zu finden.

Bei der Berechnung von K-Loch-Raten werden bei Berücksichtigung des Abschirmpotentials V_e durchweg höhere Anregungswahrscheinlichkeiten erzielt, vgl. auch Abschnitt 7.4, Abb. 7.38. Dies ist aufgrund der verminderten Bindungsenergien durchaus zu erwarten. Der Vergleich mit experimentellen Daten zu den Stoßsystemen $Pb + Cm$ [Lie80,Ito82], $Sm + Pb$ und $Sm + U$ [Lie82] wird erheblich verbessert [Reu84]. Das exakte Wissen um die K-Loch-Erzeugung ist aber für die Berechnung der Positronenspektren, vor allem bei der Annahme langlebiger Compoundkerne mit $Z_P + Z_T > Z_{kr}$, essentiell.

Bei der Untersuchung der δ -Elektronen-Spektren mittelschwerer Systeme wie $Br + Pb$ oder $Br + U$ werden dagegen nahezu keine Modifikationen gefunden, außer bei kleinen kinetischen δ -Elektronen-Energien [Reu84]. Für die sehr schweren Stoßsysteme, wie $U + U$, verlaufen die mit Hilfe des abgeschirmten Potentials $V_n + V_e$ berechneten δ -Elektronen-Spektren ein wenig steiler, vgl. Abschnitt 7.3, Abb. 7.28. Derartig geringe Modifikationen liegen allerdings durchaus noch im Bereich der experimentellen Fehlerbalken.

Der Einfluß der Abschirmung auf die Positronenspektren ist dagegen gravierender: einerseits verringert sich die Bindungsenergie der gebundenen Zustände, der $1s$ -Zustand taucht also in überkritischen Stoßsystemen weniger stark und erst bei kleineren internu-

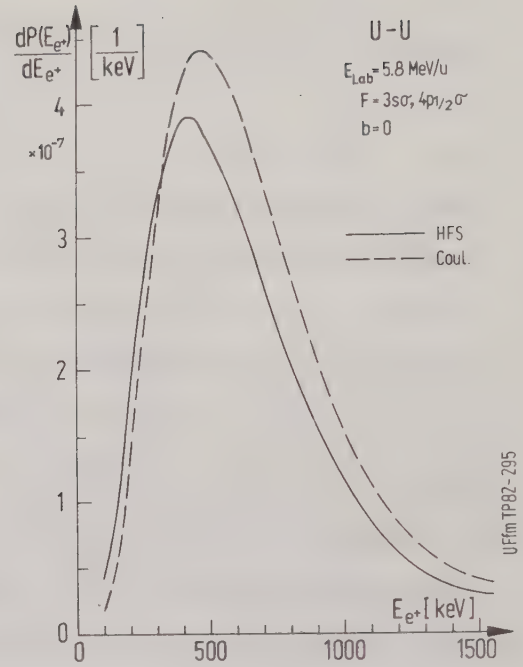
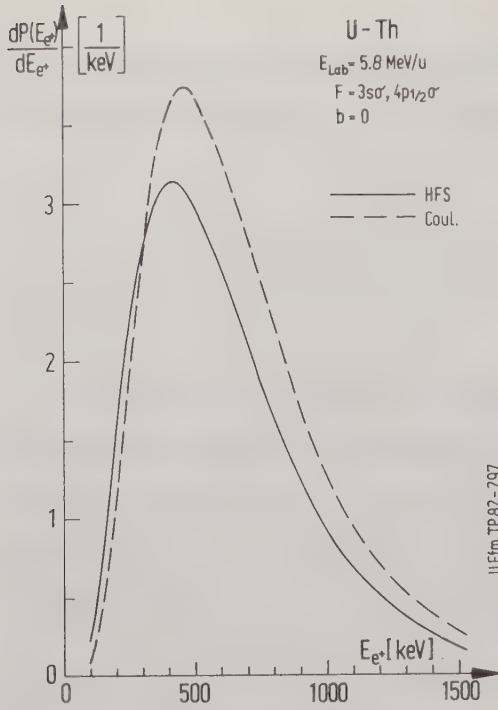
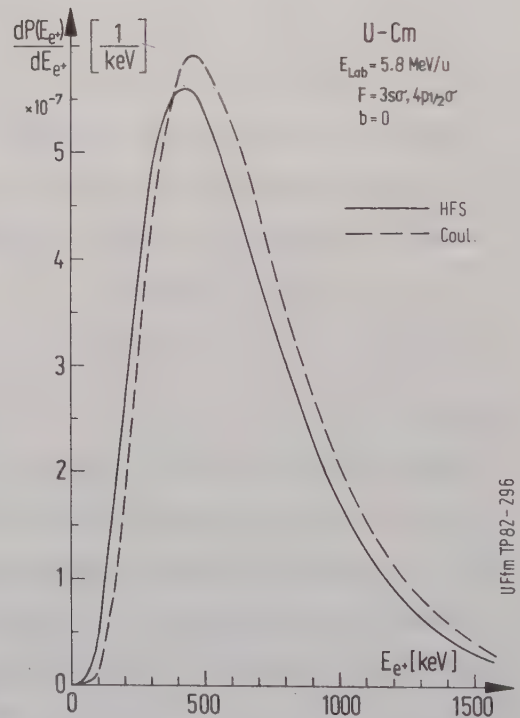


Abb. 3.1: Vergleich der Positronenspektren bei Vernachlässigung des elektronischen Abschirmpotentials (Coulomb-Potential-Näherung) und bei Verwendung einer selbstkonsistenten Potential-Approximation (Hartree-Fock-Slater, HFS; im folgenden auch: adiabatische Approximation des 'Time-Dependent Hartree-Fock'-Formalismus, ATDHF). Untersucht werden die Systeme $U + Th$ (Teil a), $U + U$ (Teil b) und $U + Cm$ (Teil c) für $E_{Lab} = 5.8 \text{ MeV/u}$, $b = 0$ und $F = 3$. Deutlich sichtbar ist beim



Übergang zur Coulomb-Potential-Näherung die Abhängigkeit der Intensitätserhöhung von der Gesamtkernladung $Z = Z_P + Z_T$, sowie die Verschiebung des Emissionsmaximums hin zu höheren Positronenenergien. Aus [Reu84].

klearen Abständen ein. Andererseits erhöht sich aufgrund der Abschirmung die Wahrscheinlichkeit, ein niederenergetisches Positron nahe am Kern zu finden. Dies führt zu einer Verschiebung des Emissionsmaximums im Positronenspektrum hin zu kleineren kinetischen Positronenenergien [Reu84]. Die differentielle Wahrscheinlichkeit dP_e^+/dE_e^+ im Maximum verringert sich hierbei aufgrund der involvierten Matricelemente [Reu84].

Abb. 3.1 zeigt Positronenspektren aus 5.8 MeV/u-Stößen ($b=0$) der Systeme U + Th, U + U und U + Cm. Die Fermikante ist auf $F = 3$ gelegt. Die durchgezogenen Linien entsprechen Rechnungen im ATDHF-Formalismus, während die Coulomb-Potential-Näherung durch gestrichelte Kurven dargestellt ist. Die Verschiebung des Maximums hin zu kleineren kinetischen Positronenenergien beträgt bei allen drei Systemen ~ 50 keV, die Verringerung der Produktionsraten dagegen hängt vom betrachteten System ab: U + Th: $\Delta \sim 16\%$; U + U: $\Delta \sim 11\%$; und U + Cm: $\Delta \sim 5\%$ [Reu84].

In Abb. 3.2 wird die Abhängigkeit dieser Modifikationen von der Einschußenergie gezeigt. Untersucht wird das Stoßsystem U + U bei $E_{\text{Lab}} = 5.7$ MeV/u, 5.9 MeV/u und 6.2 MeV/u, die Streuung erfolgt in das Winkelfenster $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ \pm 5^\circ$; $F = 3s\sigma, 4p_{1/2}\sigma$. Die bereits in Abb. 3.1 festgestellte Verschiebung der Spektren hin zu kleineren Positronenenergien sowie die Verringerung der Positronenerzeugungsrate von $\sim 11\%$ im Maximum sind, für den hier untersuchten Bereich, nahezu unabhängig von der Einschußenergie; dies gilt auch für $E_{\text{Lab}} = 7.5$ MeV/u, wie in Abschnitt 7.3 diskutiert wird.

Eine weitere Abhängigkeit der Modifikation der Positronenspektren ist in Abb. 3.3 gezeigt, wo für das U + U - System, $E_{\text{Lab}} = 6.2$ MeV/u, Stoßparameter im Bereich von $b = 0$ bis 40 fm untersucht werden. Während bei den K-Loch-Raten eine Erhöhung des Unterschieds zwischen Ergebnissen in ATDHF- und Coulomb-Potential-Näherung mit wachsendem Stoßparameter errechnet wurde [Reu84], bleibt der Reduzierungsfaktor der Positronen im Stoßparameterbereich $b \lesssim 15$ fm nahezu konstant $\sim .9$, wenn das Abschirmungspotential $V_e(R, r)$ eingeschaltet wird. Entferntere Stöße führen bei beiden Näherungen ungefähr zu den gleichen Wahrscheinlichkeiten, allerdings mit der bekannten Verschiebung des Maximums hin zu kleineren Energien im Rahmen der ATDHF-Näherung (HFS).

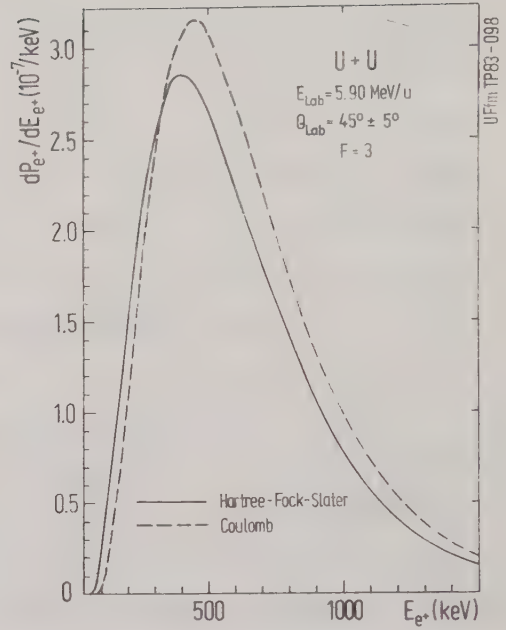
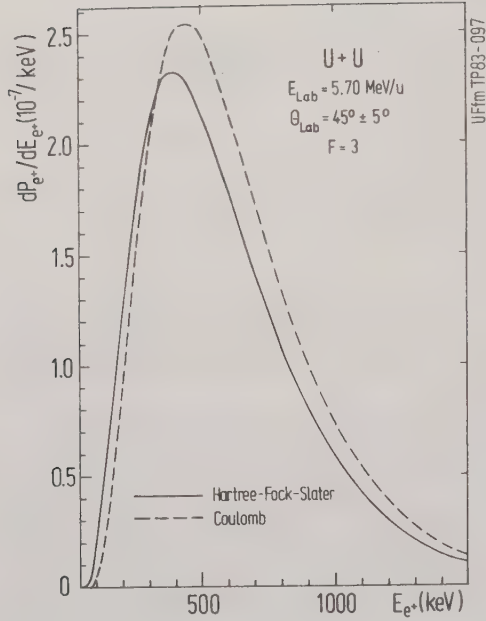
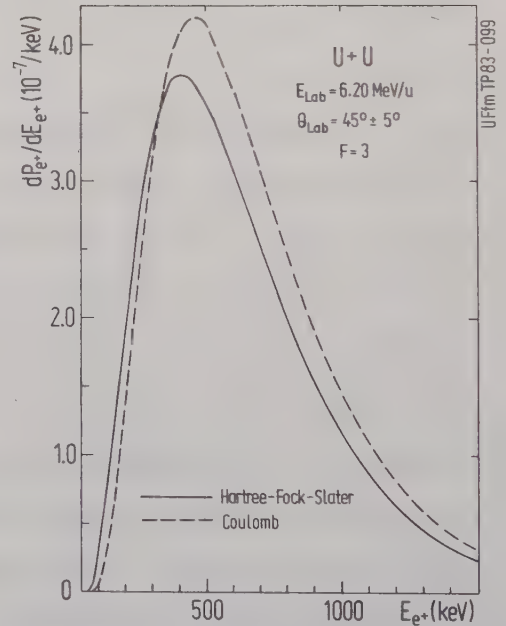


Abb. 3.2: Die Auswirkungen einer Vernachlässigung des elektronischen Abschirmpotentials V_e aus Gl. (3.1) auf Positronenspektren des $U + U$ - Stoßsystems bei drei verschiedenen Einschüßenergien: $E_{Lab} = 5.7 \text{ MeV/u}$ (Teil a), 5.9 MeV/u (Teil b) und 6.2 MeV/u (Teil c). Die gestreuten Teilchen werden in einem Winkelfenster $\theta_{Lab} = 45^\circ \pm 5^\circ$ nachgewiesen. Sowohl die Verschiebung des Emissionsmaximums um $\sim 50 \text{ keV}$ als auch die Erhöhung der Erzeugungsraten im Maximum um $\Delta \sim 12\%$ bei Vernachlässigung des Abschirmpotentials sind im hier untersuchten Bereich nahe der Coulomb-Barriere nahezu unabhängig von der Einschüßenergie. Nach [Reu83], in [MüU83a].



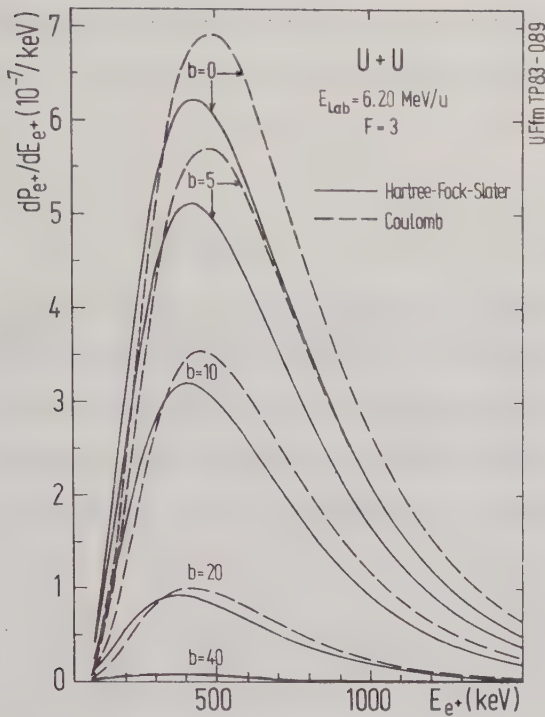


Abb. 3.3: Positronenspektren in 6.2 MeV/u - $U + U$ - Stößen für verschiedene Stoßparameter $b = 0$ bis $b = 40$ fm. Während die energetische Verschiebung der Maxima bei Vernachlässigung des elektronischen Wechselwirkungspotentials unabhängig vom gewählten Stoßparameter zu sein scheint, bleibt die relative Erhöhung in den Maxima lediglich für Stoßparameter $b \lesssim 15$ fm gleich. Für entferntere Stöße führen Coulomb-Potential-Näherung

und ATDHF-Approximation zu, abgesehen von der Energieverschiebung, ähnlichen Ergebnissen. Nach [Reu83], in [MüU83a].

Ein weitaus größerer Effekt ist bei Positronenspektren zeitverzögerter Stöße zu erwarten, da sich sowohl die Bindungsenergie des 1s-Zustands als auch das spontane Matrixelement, Gl. (2.14), (2.15), bei Berücksichtigung des HFS-Potentials, Gl. (3.1), erheblich ändern. Eine Diskussion hierzu ist in Abschnitt 4.5 zu finden.

Die Berücksichtigung des elektronischen Abschirmpotentials, Gl. (3.1), führt also sowohl zu einer Verringerung der Positronenerzeugungsraten als auch zu einer Verschiebung der Spektren. Beide Effekte spielen beim Vergleich der theoretischen Ergebnisse mit experimentellen Spektren eine wichtige Rolle: Daten der experimentellen Gruppe um H. Bokemeyer, J.S. Greenberg und D. Schwalm [Bok81,82,83a,b,Cow83,Gre82a,b,83,Gru84,Sch83a,Sch84] werden ausgezeichnet reproduziert; dies betrifft sowohl die Lage des Maximums als auch die Absolutwerte der Positronenspektren. Die im Solenoid-Experiment von H. Backe, E. Kankleit, R. Krieg, P. Senner et al. [Bac83,Sen83a,b] vermessenen Positronenspektren werden

nach Berücksichtigung der elektronischen Abschirmung zumindest bezüglich der Lage des Emissionsmaximums exakt beschrieben; zur Reproduktion der Absolutwerte verbleibt ein in seiner Herkunft noch unbekannter Skalierungsfaktor, der allerdings von '1' weniger abweicht als der entsprechende Wert in Coulomb-Potential-Näherung. Der Vergleich mit Meßergebnissen von Ch. Kozhuharov, M. Clemente, P. Kienle et al. [Ber81,82,83,Cle83,84,Kie81,83] liefert zunächst keine eindeutige Aussage. Erst die mögliche Erklärung der experimentell gefundenen Linienstrukturen in den Spektren als spontane Positronenlinie favorisiert die Anwendung der ATDHF-Approximation. Diese Betrachtungen werden in den Kapiteln 6 und 7 ausführlicher abgehandelt.

4. DIE ATOMPHYSIK ZEITVERZÖGERTER SCHWERIONEN-KOLLISIONEN - DAS SCHEMATISCHE MODELL

Während eines nahezu zentralen Schwerionenstoßes bei Einschußenergien an der Coulomb-Barriere kommen die beiden Kerne mit einer verschwindend geringen kinetischen Energie sehr nahe zusammen. Wie bereits von M.J. Rhoades-Brown et al. [Rho83] erörtert und in Kap. 1 kurz diskutiert, können die Kerne dabei aneinander gebunden werden und ein nukleares Molekül bilden. Voraussetzung hierzu ist eine Potentialtasche im nuklearen Streupotential. Da der Projektilkern den Punkt minimalen Abstandes, $R_{\min}$, nahezu erreicht hätte, wäre nur sehr wenig Energie vorhanden, die in nukleare Anregungen fließen könnte: eine 'kalte' Reaktion wäre die Folge. Je nach Tiefe der Tasche und Breite der Resonanz würde das Riesenkernmolekül nach einer charakteristischen Reaktions- oder Verzögerungszeit T in zwei oder mehr Fragmente spalten.

Eine derartige nukleare Verzögerungszeit beeinflusst die atomaren Anregungsprozesse auf zweierlei Art und Weise: Zunächst kann sie Modifikationen der Interferenzen zwischen den atomaren Anregungen des einlaufenden und denen des auslaufenden Teils der Trajektorie bewirken. Dies führt zu oszillatorischen Strukturen in δ -Elektronenspektren [Sof79b], aber auch in Positronenspektren unterkritischer Stoßsysteme ($Z_P + Z_T < Z_{kr} \sim 173$) [MüU80a,c,83a,Rei81b]. Auch die K-Loch-Anregungen werden hiervon beeinflusst [Anh79,MüU80b]. Diese Vorgänge werden in der Literatur etwas ungenau als 'separated atom effects' (SA-Effekte) bezeichnet.

Die nukleare Reaktionszeit T kann jedoch auch zu für das vereinigte nukleare System typischen Anregungsformen führen ('united atom effects', UA-Effekte). Hierzu gehört ebenso die charakteristische 'compound-nucleus' (CN)-Röntgenstrahlung [Mey79,Kir83] wie die spontane Emission von Positronen in überkritischen Stoßsystemen aufgrund des Zerfalls des neutralen Vakuums zum geladenen Vakuum.

Sowohl SA- als auch UA-Effekte sollen in diesem Kapitel etwas näher untersucht werden. Das hierzu verwendete nukleare Reaktionsmodell wird im folgenden Abschnitt 4.1 vorgestellt. Ein theore-

tisches Verfahren, das die systematische Untersuchung der atomaren Anregungen unter dem Einfluß einer frei wählbaren Reaktionszeit T wesentlich erleichtert, wird in Abschnitt 4.2 diskutiert. Der Satz von Besetzungsamplituden a_{ik} des einlaufenden Streuastes wird hierbei mit den Amplituden $\tilde{a}_{ik}$ des auslaufenden Teils der Trajektorie durch eine Matrix $A_{kk'}(T)$ so verknüpft, daß die interessierenden Teilchen- oder Lochraten N_p bzw. N_q nach dem Stoß sofort berechnet werden können. SA-Effekte werden daraufhin in Abschnitt 4.3 diskutiert, die spontane Positronenproduktion als UA-Effekt wird in Abschnitt 4.4 abgehandelt. Ein kurzer Vergleich der Ergebnisse im ATDHF-Formalismus mit Resultaten aus der Coulomb-Potential-Näherung bezüglich der Positronenproduktion in zeitverzögerten überkritischen Schwerionenstößen wird in Abschnitt 4.5 getroffen.

4.1 Die Parameter des Schematischen Modells

Wir betrachten einen Schwerionenstoß mit einer Energie nahe der Coulomb-Barriere. Erfolgt der Stoß bei kleinen Stoßparametern, dann kommen die Kerne (beinahe) zur Berührung, attraktive Kern- und dissipative Reibungskräfte beginnen zu wirken: die Trajektorie $R(t)$ wird von der üblichen Rutherford-Bahn abweichen. Um zunächst die generellen Eigenschaften des Einflusses einer modifizierten Trajektorie auf die atomaren Anregungsprozesse kennenzulernen, soll im folgenden ein sehr einfaches Modell zur Beschreibung der nuklearen Reaktionen verwendet werden. Berechnungen im Rahmen realistischerer nuklearer Reibungsmodelle werden in Kap. 7 diskutiert, Resultate aus einem ebenfalls recht simplen quantenmechanischen Streumodell sind in Abschnitt 5.3 zu finden.

Im einfachsten Trajektorienmodell, das man sich vorstellen kann, nähern sich die beiden stoßenden Kerne bis zu einem (frei wählbaren) Abstand $R_T \geq R_{\min}$ einander auf Rutherford-Hyperbeln an. Der Abstand R_T soll zunächst so gewählt werden, daß er entweder dem durch den Parametersatz $\{E_{\text{Lab}}, b\}$ vorgegebenen minimalen Abstand $R_{\min}$ oder dem Kontaktabstand R_{kont} der beiden Kerne

entspricht. (Bei der Wahl $R_T = R_{\text{kont}}$ ergibt sich allerdings eine Diskontinuität in der radialen Geschwindigkeit $\dot{R}$). Für eine (ebenfalls frei wählbare) Reaktionszeit T wird jegliche radiale Bewegung vernachlässigt, d.h. $R(0 \leq t \leq T) = R_T = \text{konst.}$ Nach Ablauf der Verzögerungszeit T entfernen sich die beiden Kerne wieder auf einer Rutherford-Trajektorie voneinander. Energie- und Drehimpulsdisipation während der Reaktion werden durch eine geeignete Wahl des Parametersatzes $\{E_f, b_f\}$ im auslaufenden Bereich der Trajektorie berücksichtigt. Um Sprungstellen sowohl im Verlauf des internuklearen Abstands R als auch in der radialen Geschwindigkeit $\dot{R}$ zu vermeiden, wird $\{E_f, b_f\}$ so gewählt, daß der minimale Abstand $R_{\text{min},f} = a_f (1 + \sqrt{1 + (b_f/a_f)^2})$ mit R_T übereinstimmt. Rechnungen zur atomaren Anregungsprozessen unter Berücksichtigung von Energie- und Drehimpulsdisipation finden sich in Abschnitt 5.1.

In einer Verallgemeinerung des Schematischen Modells kann man auch während der nuklearen Verzögerungszeit T Radialbewegungen zulassen. Diese Erweiterung wird sowohl bei der Untersuchung von Konversionsprozessen in einer klassischen Näherung (Abschnitt 5.4) verwendet als auch bei einer vereinfachten Darstellung des direkten Drei-Körper-Aufbruchs eines intermediären Compoundkerns (Abschnitt 7.5). Die gleiche Erweiterung des Schematischen Modells liegt der Berechnung von Positronenspektren zu Kap. 6 zugrunde, wenn z.B. die Lage einer Linie im Spektrum experimentell vorgegeben ist. Wie wir in Abschnitt 4.4 sehen werden, wird im Rahmen der hier verwendeten Theorie die Position der Linie von der Bindungsenergie des $1s$ -Zustandes während der Kernreaktion bestimmt. Da diese vom internuklearen Abstand R abhängt, muß R_T entsprechend 'nachjustiert' werden, um die Position der experimentellen Positronenlinie zu reproduzieren.

Die Parameter des Schematischen Modells sind somit die folgenden: die kinematischen Größen der einlaufenden Trajektorie $\{E_{\text{Lab}}, b\}$, die der auslaufenden Trajektorie $\{E_f, b_f\}$ unter Berücksichtigung von Energie- und Drehimpulsdisipation, der fixe internukleare Abstand R_T während der Kernreaktion (bzw. eine noch zu definierende radiale Kernbewegung) und die nukleare Verzögerungsdauer T .

4.2 Die Berechnung der Amplituden nach der Kollision aus Amplituden am Umkehrpunkt mittels einer Matrix

Innerhalb des in Abschnitt 4.1 beschriebenen Schematischen Modells läßt sich die Notwendigkeit numerischer Berechnungen zur Bestimmung der Übergangsamplituden $a_{ij}(\infty)$ durch Verwendung der Identität [MüB80]

$$(4.1) \quad a_{ij}(\infty) = \sum_{kk'} a_{ik}(0) A_{kk'}(T) \tilde{a}_{jk'}(0)$$

wesentlich reduzieren [MüU80a, Rei81b]. Mit Hilfe der Matrix $A_{kk'}(T)$ lassen sich die Übergangsamplituden nach dem Stoß $a_{ij}(\infty)$ aus denen zum Zeitpunkt des Erreichens von R_T berechnen. Letztere sind hier mit $a_{ik}(0)$ für den einlaufenden Teil der Trajektorie und $\tilde{a}_{jk'}(0)$ für den auslaufenden Ast bezeichnet. Dabei werden die Übergangsamplituden $\tilde{a}_{jk'}(0)$ jedoch für eine einlaufende (!) Trajektorie bestimmt, die Anfangsbedingung lautet $\tilde{a}_{jk'}(-\infty) = \delta_{jk'}$. Gelten für beide Teile der Trajektorie dieselben kinematischen Bedingungen, dann gilt selbstverständlich $a_{ik}(0) = \tilde{a}_{ik}(0)$.

Gl. (4.1) erlaubt also auf einfache Art und Weise eine Variation des frei wählbaren Parameters T , sofern der Satz an Amplituden für die beiden nuklearen Trajektorien, also für ein- und für auslaufende kinematische Bedingungen, erst einmal berechnet worden ist. Gl. (4.1) gilt jedoch nur dann, wenn während der nuklearen Verzögerungszeit T keinerlei radialen Bewegungen stattfinden. Stellt sich der konstante Reaktionsabstand R_T der beiden Kerne dagegen erst nach einer gewissen Einschwingphase ein, dann läßt sich Gl. (4.1) weiterhin verwenden durch die Weiterführung der Integration der Amplituden über den ein- bzw. auslaufenden Bereich hinweg bis zum Erreichen von R_T . Die Verzögerungszeit T in Gl. (4.1) ist nunmehr als die Zeitspanne konstanten internuklearen Abstandes definiert. (Zur Anwendung vgl. Abschnitt 5.4 und Abschnitt 7.5.)

Die Matrix $A_{kk'}(T)$ besitzt hierbei folgendes Aussehen:

$$(4.2) \quad A_{kk'}(T) = \langle \phi_{k'} | e^{-i/\hbar H(R_T)T} | \phi_k \rangle .$$

- Im unterkritischen Fall, d.h. $Z_P + Z_T < Z_{kr} \sim 173$ oder $R > R_{kr}$, ergibt sich demnach:

$$(4.3) \quad A_{kk'}(T) = \delta_{kk'} \exp \{-i/\hbar E_k(R_T)T\}.$$

Während der Reaktionszeit T finden keinerlei Übergänge statt: keine spontanen, da das System unterkritisch ist, und keine induzierten, da $\dot{R} = 0$. Die atomare Phase $\chi_k(t)$, Gl. (2.9), dreht sich in dieser Zeitspanne jedoch um den Betrag $E_k T/\hbar$.

- Sollte z.B. der $1s$ -Zustand bei einem überkritischen Stoßsystem eintauchen, so müssen die Diagonalmatrixelemente $A_{1s,1s}(T)$ und $A_{E_e^+, E_e^+}(T)$ modifiziert werden, zusätzliche nichtdiagonale Terme verknüpfen die durch Gl. (2.14) neu definierten Basiszustände $\tilde{\phi}_{1s}$ und $\tilde{\phi}_e^+$:

$$(4.4a) \quad A_{1s,1s}(T) = \exp \{-i/\hbar (E_{1s} - i\Gamma_{1s}/2) T\},$$

$$(4.4b) \quad A_{1s,E}(T) = A_{E,1s}(T) \\ = H_{1s,E} \left[\exp \{-i/\hbar ET\} / (E - E_{1s} + i\Gamma_E/2) \right. \\ \left. - \exp \{-i/\hbar (E_{1s} - i\Gamma_{1s}/2) T\} / (E - E_{1s} + i\Gamma_{1s}/2) \right],$$

$$(4.4c) \quad A_{E,E'}(T) = A_{E',E}(T) =$$

$$P \left[\frac{H_{1s,E} H_{1s,E'}}{E - E'} \cdot \left(\frac{\exp \{-i/\hbar ET\}}{(E - E_{1s} + i\Gamma_E/2)} - \frac{\exp \{-i/\hbar E'T\}}{(E' - E_{1s} + i\Gamma_{E'}/2)} \right) \right. \\ \left. + \frac{H_{1s,E} H_{1s,E'} \exp \{-i/\hbar (E_{1s} - i\Gamma_{1s}/2) T\}}{(E - E_{1s} + i\Gamma_{1s}/2) (E' - E_{1s} + i\Gamma_{1s}/2)} \right]$$

mit der abkürzenden Schreibweise $E \equiv E_e^+$. Γ_{1s} ist die durch Gl. (2.15) definierte spontane Zerfallsbreite des Positronenzustandes $\tilde{\phi}_{E_{res}}$ an der Resonanzenergie, Γ_E beschreibt dagegen die

Zerfallsbreite des Zustandes $\tilde{\phi}_e^+$. $H_{1s,E}$ ist das in Gl. (2.14) definierte spontane Matrixelement. Sämtliche Energien und Matrixelemente sind beim internuklearen Abstand R_T zu bestimmen.

Die Amplituden $a_{ik}(0)$, $\tilde{a}_{jk}(0)$ können natürlich auch numerisch bis $t = T/2$ integriert werden, die Matrix $A_{kk'}(T)$ vereinfacht sich dann zur Einheitsmatrix $\delta_{kk'}$. Dies gilt natürlich auch für nichtverzögerte Schwerionenstöße mit $T = 0$.

In der hier beschriebenen Darstellung wird die Matrix $A_{kk'}(T)$ im allgemeinen nicht verwendet. Eigentlich ist die Qualität dieser Matrix für den in der Numerik verwendeten beschnittenen Satz von Basiszuständen sogar zu gut. Dies wird deutlich, wenn man die Orthonormalitätsrelation [Rei79a]

$$(4.5) \quad \langle \tilde{\phi}_i(t) | \tilde{\phi}_j(t) \rangle = \delta_{ij}$$

überprüft. Während die numerisch berechneten Amplituden diese Forderung jederzeit noch auf $< 10^{-8}$, erfüllen, gilt dies bei Verwendung der Matrix $A_{kk'}(T)$ für $t \rightarrow \infty$ nur noch für unterkritische (T beliebig) oder für überkritische nichtzeitverzögerte ($T=0$) Stöße. Für überkritische zeitverzögerte Stöße (z.B. $T \sim 10^{-20}s$) treten relative Fehler in der Größenordnung von bis zu 10^{-3} auf. Dies läßt für die Berechnung von z.B. Positronenspektren lediglich Modifikationen in der Größenordnung von $\lesssim 10^{-5}$ befürchten, ist also unerheblich. Auswirkungen besitzt die Verletzung der Orthonormalitätsrelation (4.5) allerdings bei der Berechnung von, z.B., Positron-K-Loch-Koinzidenzen (Abschnitt 6.3). Aufgrund des Kohärenzterms, Gl. (2.13), wirken sich die numerischen Fehler recht drastisch aus und führen sogar zu negativen Gesamtwahrscheinlichkeiten. In diesem einen Fall also konnte die Matrix $A_{kk'}(T)$ nicht zur Berechnung der atomaren Anregungswahrscheinlichkeiten verwendet werden, die Amplituden wurden stattdessen bis $t = T/2$ integriert und mit der Einheitsmatrix $A_{kk'}(T=0) = \delta_{kk'}$ (s.o.) verknüpft.

Andererseits beschreibt die Matrix eine Reihe von Phänomenen a priori besser als die für die Numerik verwendeten gekoppelten Kanalgleichungen: die Kopplung der Positronenzustände untereinander ist voll berücksichtigt, der Zerfall eines Loches im $1s$ -Zustand wird durch die spontane Zerfallsbreite bestimmt.

Im folgenden soll gezeigt werden, daß die getroffenen Näherungen [Rei81b] der Matrix $A_{kk'}(T)$ keinerlei Auswirkungen auf die darauf sensitiven atomaren Positronenspektren eines überkritischen Stoßsystems besitzt. Es folgt deshalb ein Vergleich mit Ergebnissen einer Integration der gekoppelten Differentialgleichungen bis $t \rightarrow \infty$. Die Eigenschaften der Spektren als solche sollen hier allerdings nicht diskutiert werden, vgl. dazu vielmehr Abschnitt 4.4.

Positronenspektren für das Stoßsystem $U + Cm$, $E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$, $b = 0$, sind in Abb. 4.1 dargestellt. Energie- und Drehimpulsdissipation werden vernachlässigt, lediglich Positronen der Drehimpulsquantenzahl $\kappa = -1$ sind berücksichtigt. Die Fermikante liegt bei $F = 3\sigma$. Berechnet wurden die Spektren bei rund 150 Energiestützpunkten. Die glatte Kurve gibt das Positronenspektrum für den nichtverzögerten Stoß ($T = 0$) wieder. Das 'Sägezahn'-Spektrum ist einer Reaktionszeit $T = 6 \cdot 10^{-20} \text{ s}$ zuzuordnen; es wurde mit Hilfe der Matrix $A_{kk'}(T)$, Gl. (4.3) und (4.4), berechnet. Aus Gründen der Rechenzeiteinsparung vernachlässigen wir nun die nichtdiagonalen Terme $A_{E_e^+, E_e'^+}(T)$, Gl. (4.4c), und ersetzen die Diagonalterme $A_{E_e^+, E_e^+}(T)$ durch Gl. (4.3). Darüber hinaus wird in Gl. (4.4b) Γ_E durch Γ_{1s} approximiert. Man erhält dann ein (nahezu) identisches Positronenspektrum. Geringfügige Abweichungen (dünne 'Sägezahn'-Kurve in Abb. 4.1) sind z.B. bei $E_e^+ \sim 150 \text{ keV}$ zu erkennen, die Emissionswahrscheinlichkeit in der Linie verringert sich aufgrund der Näherungen um geringfügige $\sim 1.2\%$.

Die für die nachfolgenden Rechnungen verwendete approximierte Matrix besitzt demnach für überkritische Stoßsysteme folgendes Aussehen [Rei81b], wobei $E \equiv E_e^+$:

$$(4.6a) \quad A_{kk'}(T) = \delta_{kk'} \exp \{ -i/\hbar E_k(R_T) T \} , \quad k \in n, E_e^- ,$$

$$(4.6b) \quad A_{1s,1s}(T) = \exp \{ -i/\hbar (E_{1s}(R_T) - i\Gamma_{1s}/2) T \} ,$$

$$(4.6c) \quad A_{1s,E}(T) = A_{E,1s}(T) \approx H_{1s,E} / (E - E_{1s} + i\Gamma_{1s}/2) \\ \cdot [\exp \{ -i/\hbar ET \} - \exp \{ -i/\hbar (E_{1s} - i\Gamma_{1s}/2) T \}] ,$$

$$(4.6d) \quad A_{E,E'}(T) = \delta(E - E') \exp \{ -i/\hbar ET \} .$$

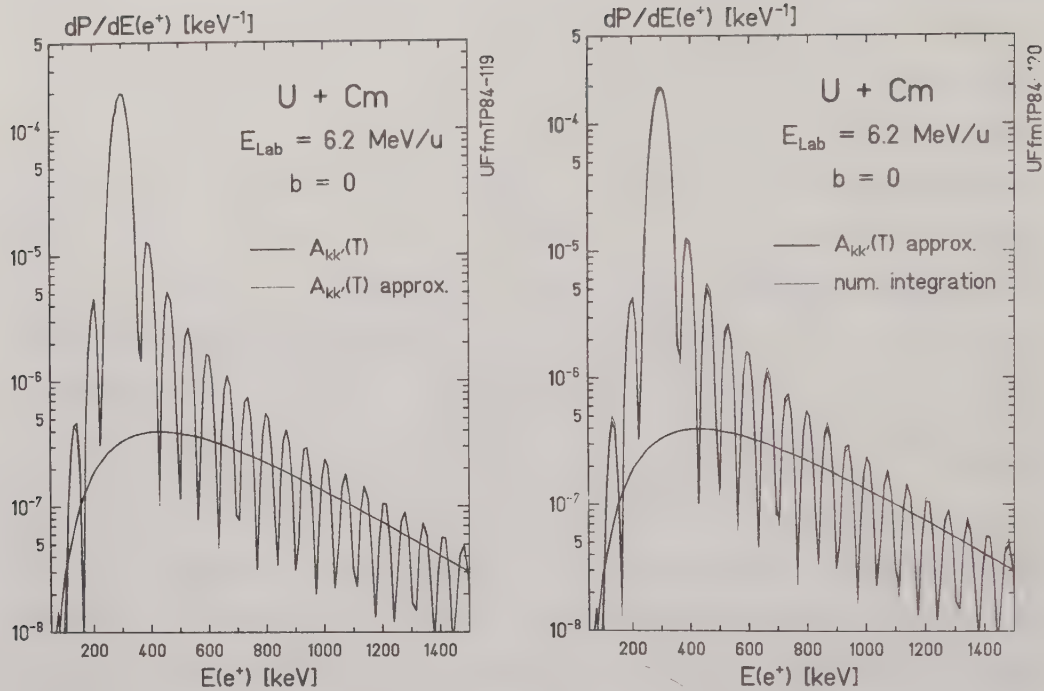


Abb. 4.1: Positronenspektren im 6.2 MeV/u $U + Cm$ - Stoß ($b = 0$) für Verzögerungszeiten $T = 0$ (Rutherford-Streuung) und $T = 6 \cdot 10^{-20} s$. Die fetten Kurven sind das Ergebnis einer Verknüpfung der elektronischen Übergangsamplituden zum Zeitpunkt $t = 0$ mit Hilfe der Kopplungsmatrix $A_{kk'}(T)$ aus Gl. (4.4); geringfügige, kaum sichtbare Abweichungen (dünne Linie) ergeben sich bei Verwendung der approximierten Matrix, Gl. (4.6) [Rei81b]. Die Spektren wurden an ~ 150 Stützpunkten des unteren Kontinuums berechnet.

Abb. 4.2: Positronenspektren wie in Abb. 4.1, diesmal unter Verwendung der approximierten Matrix, Gl. (4.6) (fette Kurven), und bei Verknüpfung der elektronischen Übergangsamplituden zum Zeitpunkt $t = T/2$ mit Hilfe der Einheitsmatrix $A_{kk'}(T=0) = \delta_{kk'}$ (dünne Linie).

Die Diagonalterme (4.6a) beschreiben hierbei die Verknüpfung der gebundenen nichteingetauchten Niveaus bzw. die der Zustände des oberen Kontinuums, E_e^- .

Abb. 4.2 zeigt Positronenspektren desselben Stoßsystems, erneut für nukleare Verzögerungszeiten $T = 0$ und $6 \cdot 10^{-20} s$: Die dickgezeichneten Kurven wurden mit Hilfe der Matrix $A_{kk'}(T)$,

Gl. (4.6), berechnet; für die dünnen Kurven wurden die gekoppelten Kanalgleichungen bis zum Zeitpunkt $t = T/2$ weiterintegriert, die Amplituden $a_{ik}(T/2)$ wurden anschließend mit Hilfe der Einheitsmatrix $A_{kk'}(T=0)$ verknüpft. (Letztere Methode ist identisch mit einem Weiterintegrieren des Gleichungssystems (2.10) bis $t \rightarrow \infty$, vgl. [MüU80a].)

Auch in diesem Fall lassen sich leichte Unterschiede zwischen den beiden Spektren feststellen: die Rechnung im Rahmen der approximierten Matrix führt zu $\sim 2.2\%$ höheren Wahrscheinlichkeiten im Emissionsmaximum ($E_e + \sim 300$ keV) als die numerische Integration, für andere Energien liefert sie dagegen auch kleinere Positronenerzeugungswahrscheinlichkeiten. Die Übereinstimmung ist m.E. trotzdem zufriedenstellend.

Eine gewisse Vorsicht ist bei der Berechnung der Positronenerzeugungswahrscheinlichkeiten im Bereich des Emissionsmaximums allerdings geboten, und zwar dann, wenn die Verteilung aller numerisch mitgenommenen Kontinuumszustände nicht die einer Verzögerungszeit T zuzuordnende Linienbreite überspannt. In diesem Fall ist ein Teil der relevanten positronischen Zustände nahe der 1σ -Resonanz unberücksichtigt. Ein 1σ -Loch kann deshalb nur in die numerisch zur Verfügung stehenden Zustände zerfallen, was zu erhöhter Positronenproduktion in diesen Kanälen führt. Im Limes kleiner Verzögerungszeiten treten dagegen naturgemäß keine Abweichungen vom exakt berechneten Spektrum auf. Dies gilt gleichfalls für sehr lange Haftzeiten, da die Breite der spontanen Linie dann kleiner als die Gesamtbreite des numerisch berücksichtigten Energiefensters wird.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß eine Berechnung der Positronenspektren im Schwerionenstoß mit Hilfe der Verknüpfungsmatrix $A_{kk'}(T)$ auch bei langlebigen Kernreaktionen verläßlich genug erscheint. Erst bei der Berechnung von Positron-K-Loch-Koinzidenzen in Abschnitt 6.3 werden wir, wie oben diskutiert, das hier vorgestellte Verfahren aufgeben müssen und zur numerischen Integration der gekoppelten Kanäle bis zum Zeitpunkt $t = T/2$ übergehen.

4.3 Atomphysik separierender Ionen - Eine Zusammenfassung

Mit Hilfe des in Abschnitt 4.1 vorgestellten Schematischen Modells für die nukleare Trajektorie und der in Abschnitt 4.2 diskutierten Verknüpfungsmatrix $A_{kk'}(T)$ läßt sich der Einfluß einer nuklearen Verzögerungszeit T auf die atomaren Anregungsprozesse besonders leicht studieren. In diesem Abschnitt sollen die sogenannten 'separated atom effects' kurz besprochen werden, die auf einer Modifikation der Interferenzen zwischen den atomaren Anregungen des einlaufenden und denen des auslaufenden Teils der nuklearen Trajektorie beruhen. Davon betroffen sind die Erzeugungswahrscheinlichkeiten von Löchern in inneren Elektronenschalen, die Emission von δ -Elektronen, sowie die Positronenspektren unterkritischer Stoßsysteme. Letztere sollen, als Gegensatz zur Positronenemission im überkritischen System in Abschnitt 4.4, ausführlicher diskutiert werden. Kurz eingegangen wird auch auf die Wahrscheinlichkeit einer Koinzidenz eines δ -Elektrons mit einem Loch in der K-Schale.

Der Einfluß einer nuklearen Zeitverzögerung auf die K-Loch-Raten wurde bereits in [Anh79,MüU80a,b] diskutiert. Im Hinblick auf Kap. 5 und auf Abschnitt 7.5 sollen deshalb nur kurz deren allgemeinen Eigenschaften aufgezeigt werden.

Für die beiden Schwerionensysteme $\text{Pb} + \text{Pb}$, $E_{\text{Lab}} = 8.73 \text{ MeV/u}$, $b \sim 7 \text{ fm}$, und $\text{U} + \text{U}$, $E_{\text{Lab}} = 8.5 \text{ MeV/u}$, $b \sim 6.5 \text{ fm}$, wurden die Anregungsraten der quasimolekularen Zustände $1s\sigma$ und $2p_{\frac{1}{2}}\sigma$ jeweils unabhängig voneinander berechnet. (Experimentell können diese beiden Beiträge aufgrund des asymptotisch vollständigen 'vacancy sharings' [Mey73] natürlich nicht voneinander getrennt werden!) Abb. 4.3 zeigt $P_{1s\sigma}$ und $P_{2p_{\frac{1}{2}}\sigma}$ als Funktion der Verzögerungszeit T . Stark destruktive Interferenzen führen zu oszillatorischem Verhalten mit erheblich reduzierten Lochwahrscheinlichkeiten. Die Position dieser Minima verschiebt sich mit wachsender Gesamtladung der Kerne hin zu kleineren Reaktionszeiten. So wird im $\text{U} + \text{U}$ -System eine meßbare Reduzierung der Anregungswahrscheinlichkeiten bereits bei $T \sim 10^{-21} \text{ s}$ festgestellt. In leichteren Systemen wie $\text{Xe} + \text{Pb}$ kann ein solcher Effekt wegen der geringeren Bindungs-

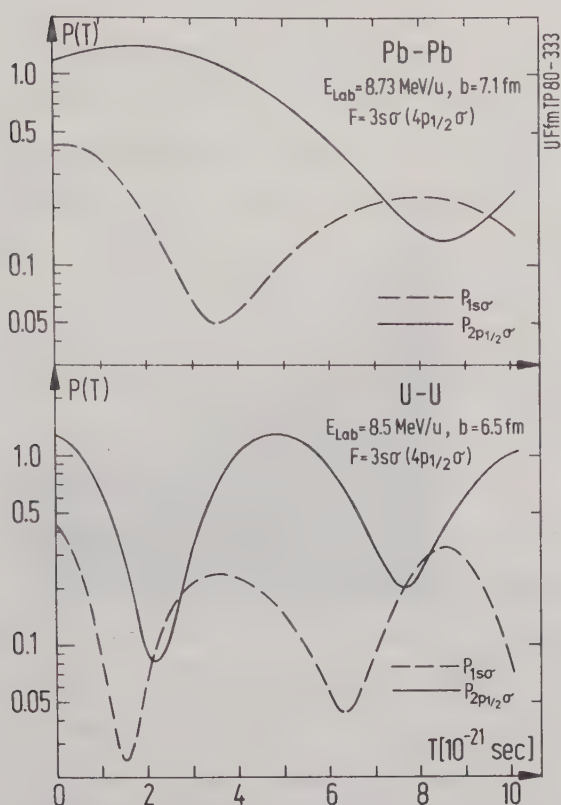


Abb. 4.3: Der Einfluß einer nuklearen Zeitverzögerung auf die Lochraten der molekularen $1s\sigma$ - und $2p_{1/2}\sigma$ -Zustände in den symmetrischen Stoßsystemen Pb + Pb ($E_{Lab} = 8.73$ MeV/u, $b = 7.1$ fm, Teil a) und U + U ($E_{Lab} = 8.5$ MeV/u, $b = 6.5$ fm, Teil b). Das oszillatorische Verhalten ist bedingt durch stark destruktive Interferenzen zwischen den elektronischen Übergangsamplituden des einlaufenden Teils und denen des auslaufenden Teils der Trajektorie. Die Position der Minima wandert mit

wachsender Gesamtkernladung Z hin zu kleineren Verzögerungszeiten. In [MüU80b].

energie erst bei Zeiten $T > 10^{-20}$ s eintreten (vgl. auch Diskussion in [MüU80a,b]). Das generelle Verhalten von $P(T)$ ändert sich im Rahmen des Schematischen Modells auch bei Energie- und Drehimpulsdisipation nicht: die Periodendauer ist vielmehr ein eindeutiges Maß für die Bindungsenergie des betreffenden Orbitals [MüU80a] und bleibt somit bei gleichem internuklearen Abstand konstant.

Während die Rechnungen zu Abb. 4.3 noch in der Coulomb-Potential-Näherung durchgeführt wurden, zeigt Abb. 4.4 Ergebnisse der $1s\sigma$ - und der $2p_{1/2}\sigma$ -Anregung im U + Cm - System ($E_{Lab} = 6.2$ MeV/u, $b = 0$) im Rahmen des ATDHF-Formalismus (s. Abschnitt 3.1) für eine Zeitskala bis $T = 6 \cdot 10^{-20}$ s. Die Lochraten des quasimolekularen $1s\sigma$ -Zustandes oszillieren ungefähr 1.4-mal so schnell wie die des $2p_{1/2}\sigma$ -Zustands - in Übereinstimmung mit dem Verhältnis der Bindungsenergien, $E_{1s\sigma}(R_T) / E_{2p_{1/2}\sigma}(R_T)$. Beide Strukturen sind mit einer zweiten Frequenz moduliert, deren Ursa-

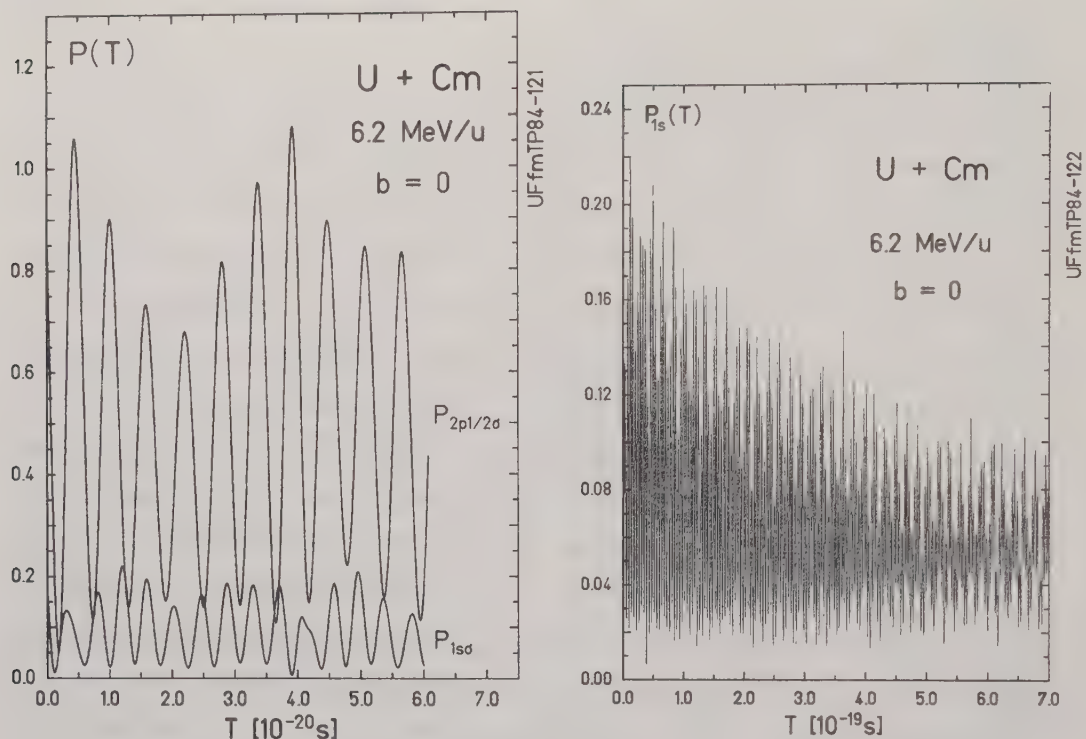


Abb. 4.4: Die 1σ - und $2p_{\frac{1}{2}}\sigma$ -Lochraten im zeitverzögerten $U + Cm$ - Stoß ($E_{Lab} = 6.2$ MeV/u, $b = 0$, $F = 3$) in einer linearen Darstellung. Neben dem bereits aus Abb. 4.3 bekannten oszillatorischen Verhalten sind beide Strukturen mit einer zweiten Frequenz moduliert, deren Ursache höchstwahrscheinlich in Übergängen zum nächsthöheren gebundenen Zustand zu suchen ist.

Abb. 4.5: Lochraten des molekularen 1σ -Zustandes im $U + Cm$ - Stoß (vgl. Abb. 4.4) als Funktion der nuklearen Verzögerungszeit T . Die starke Dämpfung der Oszillationsstrukturen bei großen nuklearen Reaktionszeiten ist bedingt durch das Auffüllen des 1σ -Loches aufgrund des spontanen Vakuumzerfalls.

che höchstwahrscheinlich in Übergängen zum nächsthöheren gebundenen Niveau ($2s\sigma$ - bzw. $3p_{\frac{1}{2}}\sigma$ -Zustand) zu suchen ist. Die asymptotischen ($T \rightarrow \infty$) 1σ -Loch-Raten sind, aufgrund des spontanen Zerfallsmechanismus, bei großen nuklearen Reaktionszeiten T außerdem stark gedämpft (Abb. 4.5). Dieser Prozeß tritt natürlich in Konkurrenz zum gewöhnlichen Auffüllen von Löchern in inneren

Schalen durch Emission der CN-Röntgenstrahlung [Mey79,Kir83] auf.

In einer störungstheoretischen Rechnung konnten G. Soff, J. Reinhardt et al. [Rei79c,Sof79b] erstmals analytisch und numerisch zeigen, daß eine nukleare Verzögerungszeit T auch Oszillationen im δ -Elektronen-Spektrum bewirkt. Im $\text{Xe} + \text{Pb}$ - Stoßsystem wurden Strukturen mit einer Periode $\Delta E_e = h/T$ auch in gekoppelten Kanalrechnungen festgestellt. Letztendlich sollte jedoch die Verteilungsfunktion der nuklearen Verzögerungszeiten die entscheidende Größe für die Evidenz derartiger Oszillationsstrukturen in einem zu messenden δ -Elektronen-Spektrum darstellen (vgl. hierzu auch Abschnitt 5.2).

Entsprechende Rechnungen zu schwereren Stoßsystemen wie $\text{Pb} + \text{Pb}$ oder $\text{U} + \text{U}$ bieten dagegen, selbst bei scharf definierten nuklearen Verzögerungszeiten, wenig Grund zu dem Optimismus, daß allein die Messung totaler δ -Elektronen-Spektren Aufschluß über nukleare Zeitskalen für einen Bereich $T \gtrsim 5 \cdot 10^{-21} \text{s}$ bringen wird [MüU80a]. Die oszillatorischen Strukturen sind aufgrund zweier Effekte sehr ausgewaschen: zum einen durch die Mehrstufenprozesse, zum anderen durch den Beitrag von (für $F = 3$) sechs verschiedenen Anfangszuständen des Mehrelektronensystems, die zu jeweils unterschiedlichen Oszillationsstrukturen führen. Strukturen der gefundenen geringen Stärke [MüU80a] sind experimentell nur sehr schlecht auflösbar, wobei der Untergrund (Konversion nuklearer γ -Quanten) eine dominierende Rolle spielen kann [Anh80], vgl. jedoch auch [Bac83,Sen83a].

Abhilfe könnte eventuell eine Koinzidenzmessung zwischen δ -Elektronen und einem im Stoß erzeugten K-Loch bringen. Mit Hilfe von Gl. (2.13) wurden für das $\text{U} + \text{U}$ - System ($E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$, $b = 0$, $F = 3$) δ -Elektronen-koinzidente Spektren für Reaktionszeiten $T = 0$ und $T = 10^{-20} \text{s}$ berechnet (Abb. 4.6). Die strichpunktierten Kurven zeigen im Prinzip, allerdings skaliert mit der Lochrate $P_{1s\sigma}$, das totale δ -Elektronen-Spektrum der s -Zustände; $P_{1s\sigma} \cdot dP_e/dE_e$ repräsentiert hierbei die zufälligen Koinzidenzen der Gl. (2.13). Der Kohärenzterm, $|\sum_{k < F} a_{k,E_e}^* a_{k,1s}(\infty)|^2$, ist kurzgestrichelt dargestellt und zeigt für $T = 10^{-20} \text{s}$ erhebliche Struktur, ebenso wie die Summe beider Beiträge (durchgezogene untere Linie). Wie in

Kap. 2 bereits erwähnt und wie im Anhang gezeigt, beschreibt Gl. (2.13) allerdings nur Koinzidenzen zwischen Löchern und Teilchen mit gleicher Drehimpulsquantenzahl κ und einander zugehörigen Spinrichtungen. Im Experiment werden jedoch üblicherweise die Spins der erzeugten K-Löcher oder der emittierten δ -Elektronen nicht bestimmt. Deshalb müssen zusätzlich zufällige Koinzidenzen zwischen einem δ -Elektron mit Spin $\uparrow$ und einem Loch in einem $1s\sigma$ -Zustand mit Spin $\downarrow$ (und umgekehrt) berücksichtigt werden, vgl. die langgestrichelten Kurven in Abb. 4.6. Die Unmöglichkeit einer experimentellen Unterscheidung der Löcher in den quasimolekularen $1s\sigma$ - und $2p_{1/2}\sigma$ -Zuständen (beide führen im symmetrischen Stoßsystem zu einem atomaren K-Loch) sowie der δ -Elektronen aus $s\sigma$ - und $p_{1/2}\sigma$ -Zuständen, Gl. (A.14), führt zu der durchgezogenen oberen Kurve in Abb. 4.6. Sie besitzt auch für $T = 10^{-20}\text{s}$ nur noch sehr wenig Struktur ([MüU82a], vgl. auch [Sof83c]). Die notwendige Berücksichtigung aller zufälligen Koinzidenzen impliziert somit eine weitere Erschwernis der Spektroskopie nuklearer Reaktionen mittels δ -Elektronen. Man wird deshalb, wenn überhaupt, experimentell beobachtbare oszillatorische Strukturen in δ -Elektronen-Spektren zeitverzögerter Stöße sehr schwerer Ionen nur bei genügend großer Asymmetrie der Stoßpartner erwarten.

Im letzten Teil dieses Abschnitts soll die atomare Positronenproduktion in zeitverzögerten unterkritischen Stoßsystemen untersucht werden. Überkritische Stoßsysteme werden in Abschnitt 4.4 behandelt.

Eine Zeitverzögerung führt in Stößen mit $Z_P + Z_T \lesssim Z_{kr}$ zu denselben Modulationen im Spektrum der Positronen [MüU80a,c,83a,b, Rei80a,b,c,81b], wie sie für die δ -Elektronen bereits diskutiert wurden. Die Breite der Strukturen beträgt $\Delta E_e^+ \sim h/T$ und wurde in [Rei81b] störungstheoretisch abgeleitet. Abb. 4.7 zeigt dies für nukleare Reaktionszeiten $T = 0$ (gewöhnliche Rutherford-Streuung), 3, 6 und $10 \cdot 10^{-21}\text{s}$ anhand der Spektren des unterkritischen Stoßsystems $\text{Pb} + \text{Pb}$, sowie für $\text{Pb} + \text{U}$, das sich gerade an der Schwelle zur Kritikalität befindet. Als Einschußenergie wurde $E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$ gewählt, der Stoßparameter beträgt $b = 0$. Hier und in den folgenden Rechnungen [MüU83a] wurde angenommen, daß die jeweils drei untersten $s_{1/2}$ - und $p_{1/2}$ -Zustände vor dem Stoß besetzt

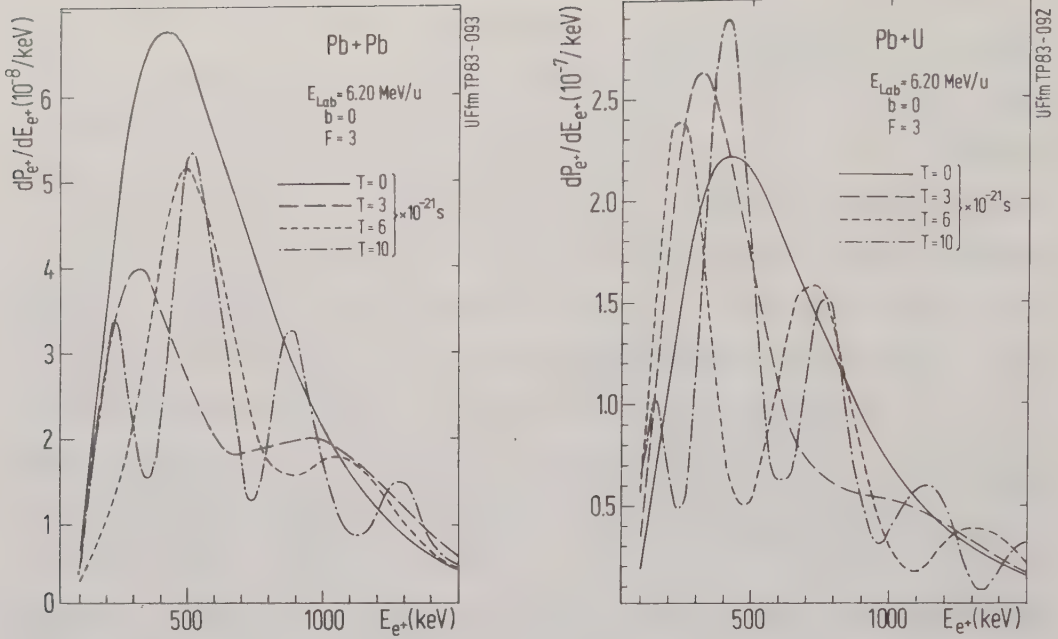


Abb. 4.7: Der Einfluß einer nuklearen Verzögerungszeit T auf die atomaren Positronenspektren für die beiden unterkritischen Stoßsysteme $\text{Pb} + \text{Pb}$ (Teil a) und $\text{Pb} + \text{U}$ (Teil b). Die Spektren sind im Rahmen der ATDHF-Approximation bei einer Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$, einem Stoßparameter $b = 0$ und der Fermikante $F = 3$ berechnet. Die Zeitverzögerungen $T = 3, 6$ und $10 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ verursachen, entsprechend den Oszillationen in den δ -Elektronen-Spektren (vgl. Abb. 4.6), in Positronenspektren unterkritischer Stoßsysteme lediglich Interferenzstrukturen. In [MüU83a].

waren, die Ergebnisse wurden in der ATDHF-Näherung (Abschnitt 3.1) erzielt. Die Modifikation der Interferenzen zwischen den Amplituden des ein- und denen des auslaufenden Teils der Trajektorie aufgrund der nuklearen Zeitverzögerung führt also zu einer, teilweise erheblichen Reduzierung der Positronenerzeugungswahrscheinlichkeiten. Ein ganz anderes Verhalten werden wir im folgenden Abschnitt bei überkritischen Stoßsystemen erkennen.

4.4 Die Atomphysik des vereinigten Systems: Positronenerzeugung in überkritischen zeitverzögerten Schwerionenkollisionen

In Kap. 2 diskutierten wir die Behandlung atomarer Streuprozesse in überkritischen Stoßsystemen mit Hilfe eines von J. Reinhardt [Rei79a,81a] entwickelten Projektionsformalismus. Dieses Verfahren führte zu einer Aufspaltung der Anregungsformen in: (i) die 'dynamischen' oder induzierten Kopplungen und (ii) die spontanen oder Potentialkopplungen, also $\langle \dot{R} \frac{\partial}{\partial R} | \rangle$ bzw. $i/\hbar \langle | H_{TCD} | \rangle$, Gl. (2.10). Da jedoch in der gewöhnlichen Rutherford-Streuung die Zeitspanne, während derer $R(t) < R_{kr}$ gilt, sehr klein ist ($\sim 10^{-21}s$) verglichen zur spontanen Zerfallsbreite der $1s\sigma$ -Resonanz

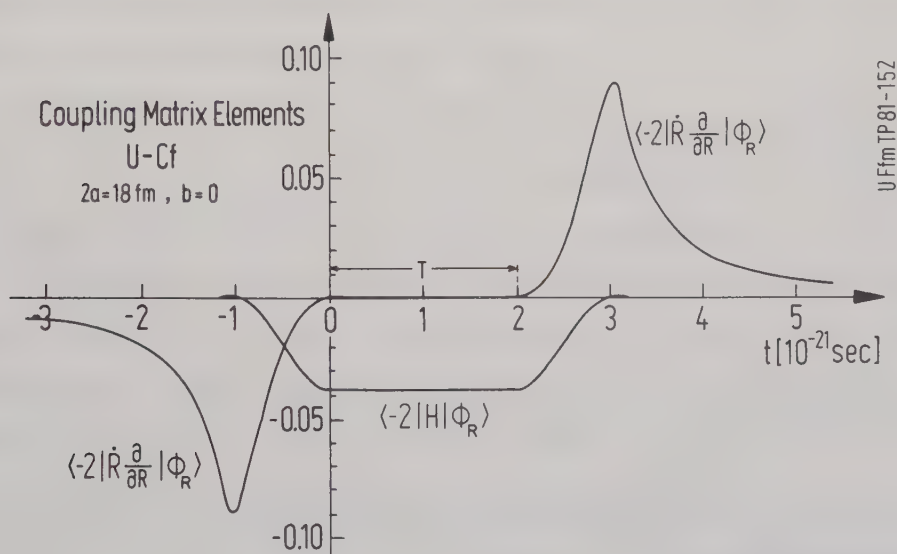


Abb. 4.8: Kopplungs-Matrixelemente im zeitverzögerten Schwerionenstoß im Rahmen des Schematischen Modells als Funktion der Stoßzeit t , hier für das $U + Cf$ - System, $2a = 18 \text{ fm}$, $b = 0$, bei einer Verzögerungszeit von $T = 2 \cdot 10^{-21} \text{ s}$. Während der nuklearen Reaktionszeit ist die radiale Kopplung zwischen dem positronischen Zustand $E_e^+ = -2 [m_e c^2]$ und dem $1s\sigma$ -Resonanzzustand aufgrund der verschwindenden radialen Geschwindigkeit $\dot{R}$ identisch Null, die spontane Kopplung besitzt hier jedoch ihren Extremalwert. Nach [Rei81a], in [Rei81b].

($> 10^{-19}$ s), unterscheiden sich Positronenspektren überkritischer Stoßsysteme qualitativ überhaupt nicht von denen unterkritischer Kollisionen (vgl. Abb. 2.1).

Nun zeigen induzierte und spontane Kopplungen aber eine unterschiedliche Abhängigkeit von der nuklearen Bewegung: die dynamischen Kopplungen sind proportional der Radialgeschwindigkeit $\dot{R}$, während die spontane Kopplung lediglich von der internuklearen Separation R abhängt. Eine Erhöhung der Stoßzeit bei kleinen Zweizentrenabständen R , etwa aufgrund einer Kernreaktion, könnte somit zu einem eindeutigen Signal der Überkritikalität eines Stoßsystems führen [Raf78a]. Abb. 4.8 verdeutlicht diesen Gedanken nochmals durch ein Gegenüberstellen des radialen und des spontanen Kopplungsmatrixelements zwischen dem Resonanzzustand $\tilde{\phi}_{1s} (\equiv \phi_R)$ und dem modifizierten Positronenzustand der Gesamtenergie $E_e^+ = -2$ [mc²]. Aufgetragen ist die Stärke der Übergänge als Funktion der Stoßzeit t einschließlich einer nuklearen Verzögerungsdauer T .

Der Einfluß der Verzögerungszeit auf das überkritische Positronenspektrum wurde in zeitabhängiger Störungstheorie von J. Reinhardt et al. [Rei79a,81b] abgeleitet. Unter Vernachlässigung der dynamischen Beiträge erhält das Positronenspektrum folgendes Aussehen:

$$(4.7) \quad dP_e^+/dE_e^+ \approx P_{1s\sigma}(0) \Gamma_{1s}/2\pi T^2 [\sin(x)/x]^2 ,$$

mit $x \equiv (E - E_{1s})T/2\hbar$. Die Gesamtwahrscheinlichkeit der Positronenproduktion beträgt:

$$(4.8) \quad P_e^+ = \int_{-\infty}^{\infty} dE (dP_e^+/dE_e^+) \approx P_{1s\sigma}(0) \Gamma_{1s} T/\hbar .$$

Für Reaktionszeiten, bei denen der dynamische 'Untergrund' vernachlässigbar erscheint, entwickelt sich im Positronenspektrum an der Position der Resonanzenergie, $E_{1s\sigma}$, eine Linie mit einer zur Reaktionszeit T reziproken Breite $\Delta E_{FWHM} \sim 5.56\hbar/T$. Die totale Intensität wächst in dieser Näherung linear mit T .

Beide Gleichungen, (4.7) und (4.8), gelten allerdings nur für Werte $\Gamma_{1s}T \lesssim 4\hbar$, s. Abb. 4.9, da das Auffüllen des Loches im quasimolekularen $1s$ -Niveau vernachlässigt worden ist [Rei81b,

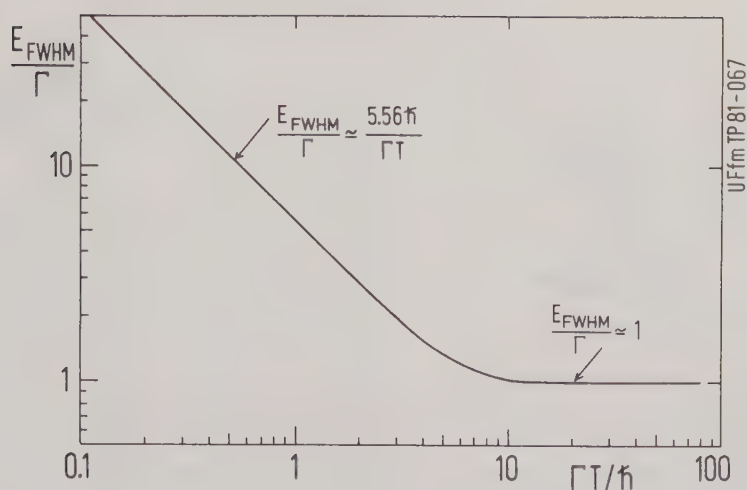


Abb. 4.9: Die Breite der spontanen Positronenlinie (hier E_{FWHM}), normiert auf die natürliche Zerfallsbreite Γ ($= \Gamma_{1s}$) der $1s\sigma$ -Resonanz. Die in einer störungstheoretischen Betrachtung abgeleitete Größe [Rei81b] ist für kleine Werte der nuklearen Verzögerungszeit T durch die Unschärferelation bestimmt, für Werte $\Gamma_{1s} T / \hbar \gtrsim 10$ geht sie in die natürliche Linienbreite Γ_{1s} über. In [Rei81b].

MüU81]. Für sehr lange Verzögerungszeiten T nimmt das Spektrum ungefähr die Form einer Breit-Wigner-Verteilung mit der natürlichen Linienbreite Γ_{1s} an. Dieses Ergebnis wurde im Autoionisationsmodell der spontanen Positronenproduktion entwickelt [Raf74].

Diese für das vereinigte atomare System typischen Effekte in den Anregungsspektren ('united atom effects') werden qualitativ auch in numerischen Berechnungen erzielt [MüU80c,83a,Rei81b]. Abb. 4.10 zeigt, äquivalent zu den Ergebnissen für die unterkritischen Stoßsysteme $Pb + Pb$ und $Pb + U$ (Abb. 4.7), Resultate zur Positronenemission der überkritischen Systeme $U + U$ und $U + Cm$: Mit wachsender Verzögerungszeit T formt sich eine eindeutig dem spontanen Positronenproduktionsprozeß zuzuordnende Linie aus. Dieser Effekt ist aufgrund des größeren spontanen Matrixelements, Gl. (2.10), im Stoßsystem $U + Cm$ schneller beobachtbar. Die Position des Emissionsmaximums wandert dabei vom dynamisch bedingten Maximum hin zur Resonanzenergie, $E_{1s\sigma}^B - 2mc^2$; die Linienbreite wird, bis zum Erreichen des Grenzwertes Γ_{1s} , immer schmaler.

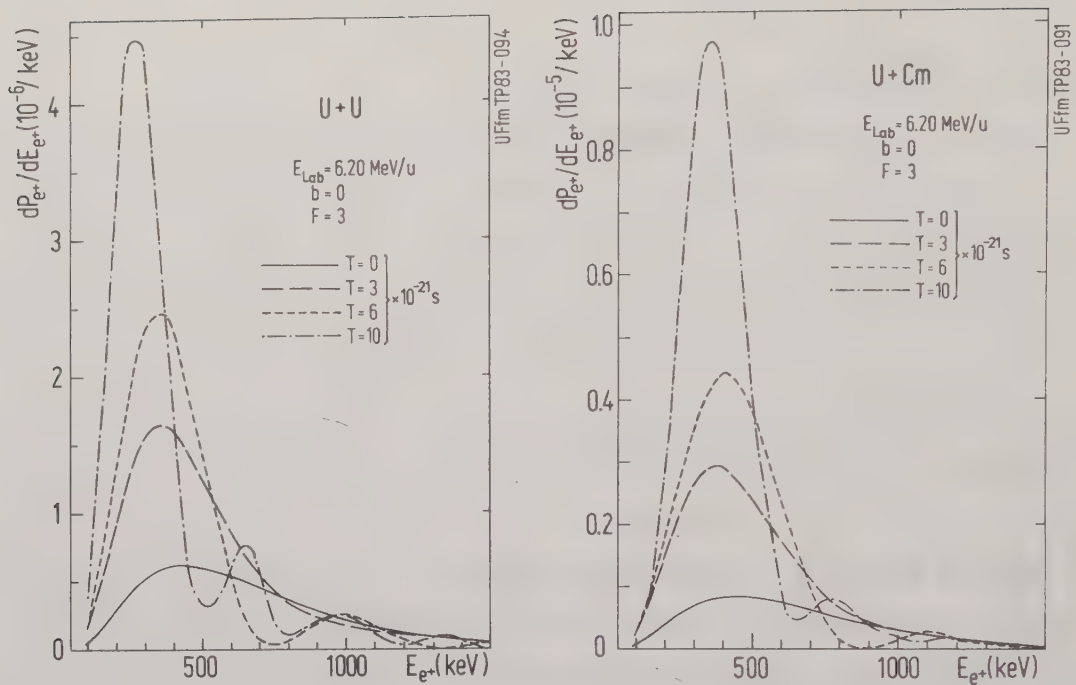


Abb. 4.10: Der Effekt einer nuklearen Zeitverzögerung entsprechend Abb. 4.7, diesmal auf die Positronenerzeugungsraten der überkritischen Stoßsysteme $U + U$ (Teil a) und $U + Cm$ (Teil b). Im Gegensatz zu den Spektren der unterkritischen Systeme in Abb. 4.7 ist neben den oszillatorischen Strukturen im hochenergetischen Bereich das Herauswachsen einer Linie, die der spontanen Positronenerzeugung zuzuordnen ist, deutlich sichtbar. Dieser Effekt ist im schwereren Stoßsystem $U + Cm$ aufgrund des größeren spontanen Matrixelements stärker ausgeprägt. Kinematische Größen und sonstige Parameter stimmen mit denen in Abb. 4.7 überein. In [MüU83a].

Diese Aussagen sollen im folgenden nochmals anhand detaillierter Rechnungen für die s-Zustände des $U + Cm$ - Systems diskutiert werden. Abb. 4.12a zeigt die Position des Emissionsmaximums im Spektrum als Funktion der (logarithmisch aufgetragenen) Reaktionszeit T . Diese liegt in gewöhnlichen Rutherford-Stößen bei ~ 430 keV. Bei kleinen Verzögerungszeiten dominieren noch die typischen Interferenzeffekte, so daß sich die Position des Maximums sogar zu höheren kinetischen Positronenenergien hin (bis zu ~ 540 keV) verschiebt (vgl. hierzu Abb. 4.11). Die Position der

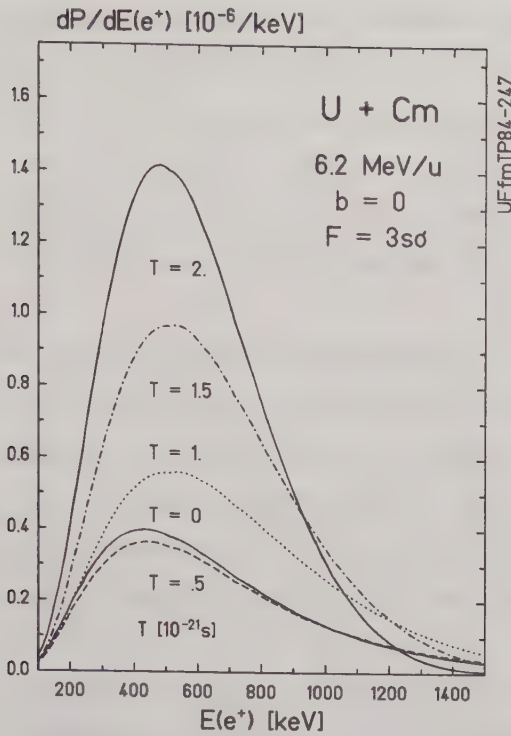


Abb. 4.11: Wie in Abb. 4.10b, jedoch nur der Beitrag des $\kappa=-1$ - Kanals bei kleineren nuklearen Verzögerungszeiten $T = 0 \dots (\Delta T=.5) \dots 2 \cdot 10^{-21}s$. Destruktive Interferenzeffekte bewirken bei sehr kleinen Reaktionszeiten ein Absenken der Positronenerzeugungswahrscheinlichkeiten. Bereits für $T \sim 1 \cdot 10^{-21}s$ übersteigen die Raten jedoch wieder das im Rutherford-Stoß ($T = 0$) erzeugte Spektrum (vgl. Abb. 4.12d). Deutlich sichtbar ist die Verschiebung

des Maximums hin zu höheren Positronenenergien für Zeiten $T \lesssim 3 \cdot 10^{-21}s$ (vgl. Abb. 4.12a). Darüber hinaus variiert die Steigung im höherenergetischen Bereich der Spektren stark mit der nuklearen Reaktionszeit (vgl. $T = 0$, $T = 1 \cdot 10^{-21}s$ und $T = 2 \cdot 10^{-21}s$).

Resonanzenergie, $E_{1s0}^B - 2mc^2$ (für die hier diskutierte Konfiguration ~ 295 keV), wird erst bei längeren Reaktionszeiten erreicht. Die Strukturen in Abb. 4.12a sind durch numerische Ungenauigkeiten bedingt.

Die numerisch bestimmte Halbwertsbreite ΔE_{FWHM} der Linie wird in Abb. 4.12b mit der analytischen Näherung $(5.56 \hbar/T)$ verglichen. Da für $T \rightarrow 0$ der analytische Ausdruck, Gl. (4.7), zu einer unendlich großen Halbwertsbreite führen würde, die gesamte Stoßzeit der Kerne aber endlich ist, überschätzt Gl. (4.7) die Halbwertsbreite bei kleinen Reaktionszeiten. Für größere Zeiten $T \gtrsim 3 \cdot 10^{-19}s$ führt die Anwendung von Gl. (4.7) dagegen zu einem Unterschätzen von ΔE_{FWHM} (vgl. Insert). Hier beginnt der Bereich, in dem die Ergeb-

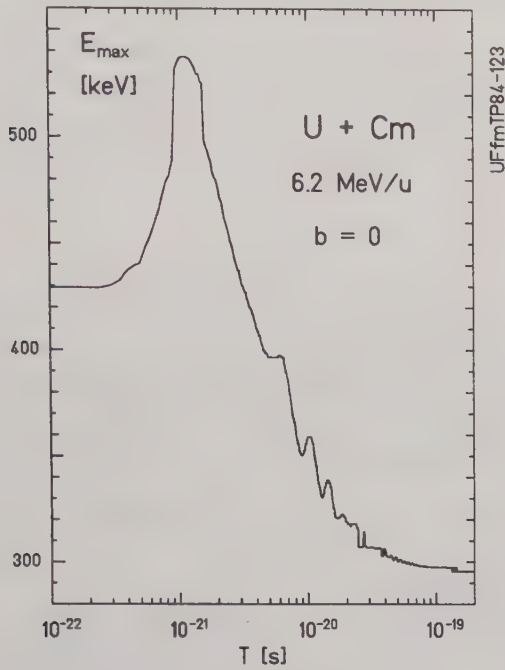
nisse des Autoionisationsmodells ihre Gültigkeit erhalten, vgl. Abb. 4.9.

Die energetische Breite anderer Strukturen im Spektrum ist in Abb. 4.12c dargestellt: neben der bereits in Teil b diskutierten Halbwertsbreite ΔE_{FWHM} (unterste Kurve) ist die Basisbreite der spontanen Positronenlinie (oberste Kurve), die Breite der 1., 2. und 3. Oszillationsstruktur und der energetische Abstand des Linienmaximums zum 1. Oszillationsmaximum aufgetragen. Für kleine Reaktionszeiten T waren diese Größen teilweise noch nicht aus der Numerik definierbar.

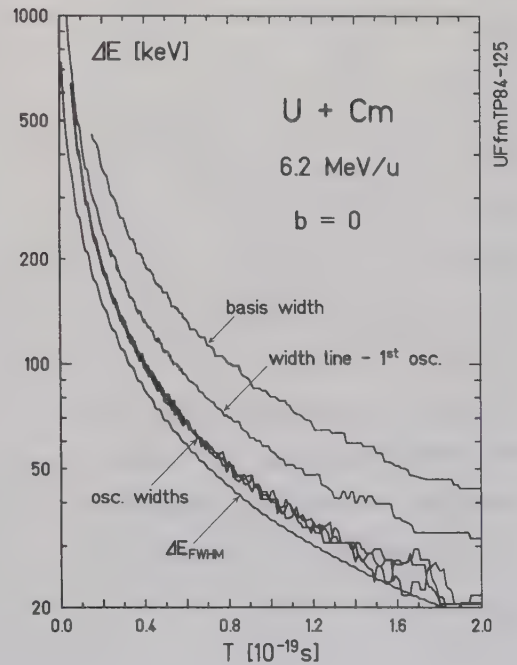
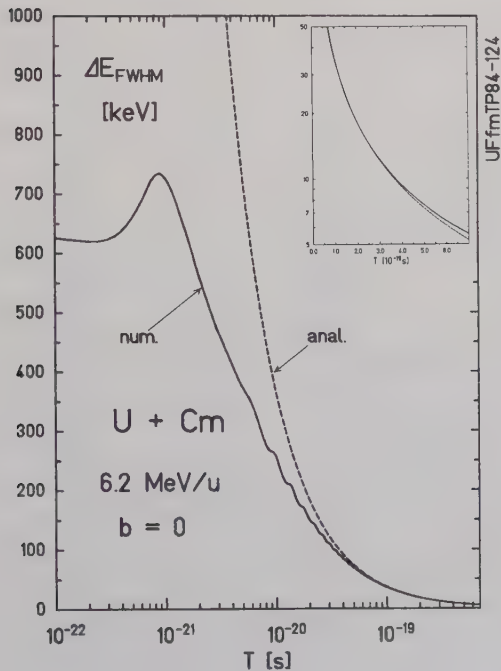
Die Höhe der Linie als Funktion der nuklearen Verzögerungszeit T (für kleine Werte von T der Maximalwert des Spektrums) ist Abb. 4.12d zu entnehmen. Der zunächst quadratische Anstieg saturiert sehr langsam für sehr lange Verzögerungszeiten $T \gtrsim 5 \cdot 10^{-19} \text{s}$. Der Wahrscheinlichkeitsüberschuß im Maximum für eine kurze Zeitverzögerung gegenüber dem Wert bei $T = 0$ ist im Insert dargestellt.

Als letzte zu untersuchende Größe soll anhand von Abb. 4.12e die integrale Positronenproduktionswahrscheinlichkeit diskutiert werden. Aus dem Insert ist erkennbar, daß für sehr kurze Zeiten T der spontane Anteil (etwas willkürlich, aber anschaulich, als $P_e^+(T) - P_e^+(T=0)$ definiert; untere Kurve) nur einen kleinen Beitrag zur Gesamtwahrscheinlichkeit liefert. Spontaner Überschuß und die totale Positronenproduktion gehen deshalb - ganz im Gegensatz zu Abb. 4.12d - erst für Zeiten $T > 3 \cdot 10^{-20} \text{s}$ ineinander über. Für die folgende Spanne der Verzögerungsdauer wächst die integrale Positronenproduktion zunächst gemäß Gl. (4.8) linear mit T an, um für Zeiten $T \gtrsim 10^{-19} \text{s}$ aufgrund des stetigen Auffüllens des 1σ -Loches in eine Sättigungskurve umzubiegen. Die Lochrate des molekularen 1σ -Zustands beträgt zu Beginn der nuklearen Reaktion ($t = 0$) $\sim 5.8 \cdot 10^{-2}$, d.h. die integrale Positronenrate P_e^+ kann diesen Wert nicht übersteigen. Entsprechend den aufgetragenen Raten P_e^+ ist das 1σ -Loch nach $\sim 2.4 \cdot 10^{-19} \text{s}$ bereits auf $(1/e)$ zerfallen (man beachte allerdings den endlichen Beitrag der dynamisch erzeugten Positronen), nach weiteren $\sim 2.1 \cdot 10^{-19} \text{s}$ auf ein weiteres $(1/e)$.

Abb. 4.12: Die Charakteristika der spontanen Positronenlinie im $U + Cm$ - Stoß ($E_{Lab} = 6.2 \text{ MeV/u}$, $b = 0$, $F = 3s\sigma$) als Funktion der nuklearen Verzögerungszeit T . - **Teil a:** Die Position des Emissionsmaximums wandert bei kleinen Verzögerungszeiten $T \lesssim 2 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ interferenzbedingt vom kinematischen Wert $E_e^+ \sim 430 \text{ keV}$ um bis zu $\sim 110 \text{ keV}$ hin zu größeren kinetischen Positronenenergien. Erst für Zeiten $T \gtrsim 10^{-19} \text{ s}$ wird die energetische Position des $1s\sigma$ -Resonanzzustandes im unteren Kontinuum (hier $\sim 295 \text{ keV}$) erreicht. Die Fluktuationen sind hierbei rein numerischer Natur.



- **Teil b:** Die numerisch bestimmte Breite ΔE_{FWHM} des Positronenspektrums (bzw. bei genügend langen Reaktionszeiten die der spontanen Linie) liegt bei Zeiten $T \lesssim 10^{-19} \text{ s}$ unterhalb der in einer störungstheoretischen Näherung analytisch bestimmten Breite von $5.56 \hbar/T$.



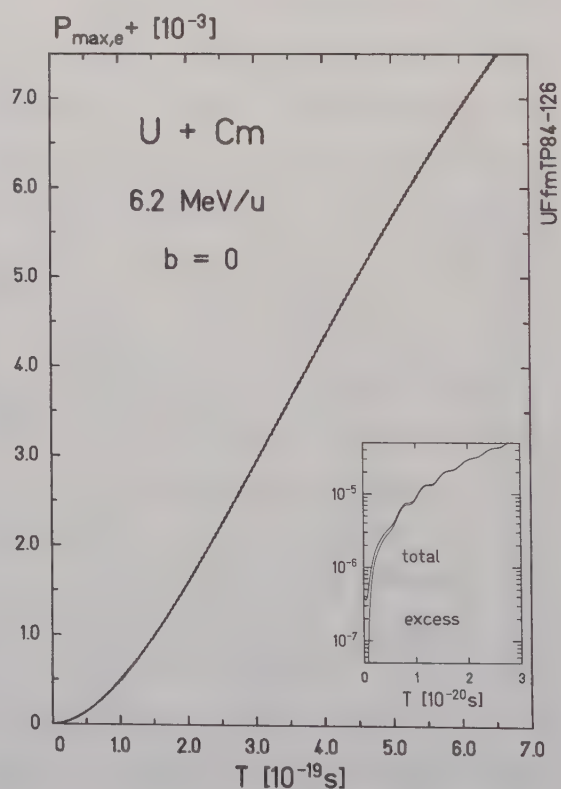
Ob die oszillatorischen Strukturen in Abb. 4.12d (vgl. Insert), und damit die in Abb. 4.12e, wirklich physikalischer Natur oder lediglich durch die numerische Stützpunktverteilung bedingt sind, ist noch ungeklärt.

Um in dieser Hinsicht den Unterschied zu einer unterkritischen Konfiguration nochmals zu verdeutlichen, zeigt Abb. 4.13 die integrale Positronenproduktionsrate als Funktion der Verzögerungszeit T für die vier Stoßsysteme $\text{Pb} + \text{Pb}$, $\text{Pb} + \text{U}$, $\text{U} + \text{U}$ und $\text{U} + \text{Cm}$, getrennt für die beiden Drehimpulskanäle $\kappa = +1$ und $\kappa = -1$. Die kinematischen Größen sind den Abb. 4.7 und 4.10 zu entnehmen.

Für Zeiten $T \gtrsim 3 \cdot 10^{-19} \text{s}$ überschätzt der numerisch bestimmte Wert dagegen den analytischen. Dies ist der Bereich, in dem die Ergebnisse des Autoionisationsmodells ihre Gültigkeit erhalten. - **Teil c:** Die energetische Breite anderer Strukturen im Positronenspektrum des

$\text{U} + \text{Cm}$ - Stoßes: die Basisbreite der spontanen Linie (obere Kurve), der energetische Abstand vom Linienmaximum zum Maximum der ersten Oszillationsstruktur, die Basisbreite der nachfolgenden Oszillationsstrukturen und schließlich die Halbwertsbreite ΔE_{FWHM} der spontanen Linie aus Teil b. -

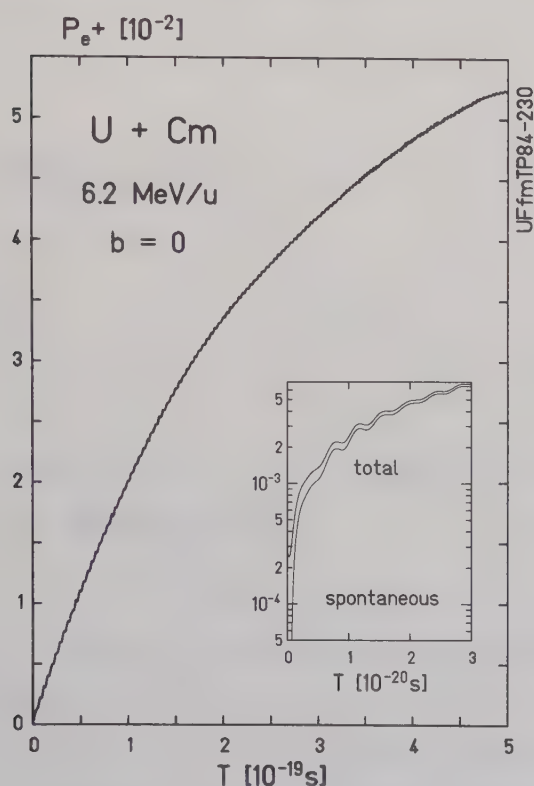
Teil d: Die differentielle maximale Emissionsrate im Positronenspektrum als Funktion der Verzögerungszeit T . Im Bereich $T \lesssim 10^{-19} \text{s}$ wächst P_{max} entsprechend den stö-



Während in den unterkritischen Systemen $P_e^+(T)$ nahezu konstant bleibt oder aufgrund destruktiver Interferenzeffekte sogar bis zu einem Faktor ~ 3 abnimmt, wächst die Positronenrate, wie oben diskutiert, in den überkritischen Systemen $U + U(s)$ und $U + Cm(s)$ drastisch mit der Verzögerungszeit. Lediglich bei kleinen Zeiten T überwiegen auch hier die Interferenzeffekte.

Alle hier diskutierten Ergebnisse wurden mit Hilfe der vereinfachten Verknüpfungsmatrix $A_{kk'}(T)$, Gl. (4.6), unter Berücksichtigung der elektronischen Abschirmung im ATDHF-Formalismus, erzielt.

rungstheoretischen Überlegungen quadratisch mit T an, mit dem Annähern an die natürliche Linienbreite (Teil b) und dem Übergang in eine Sättigungskurve (vgl. Teil e) beginnt auch die Maximalrate langsam umzuknicken. - Teil e: Integrale Positronenrate P_e^+ im Bereich der



kinetischen Positronenenergien $E_e^+ \sim 100$ keV bis $E_e^+ \sim 1500$ keV als Funktion der nuklearen Verzögerungszeit. Im Insert ist die totale Rate und die als spontaner Anteil interpretierte Größe $P_e^+(T) - P_e^+(T=0)$ für kurze Verzögerungszeiten aufgetragen: die oszillatorischen Strukturen sind höchstwahrscheinlich physikalischer Natur. P_e^+ wächst zunächst linear mit T an, für Zeiten $T \gtrsim 10^{-19}$ s saturiert P_e^+ aufgrund des stetigen Auffüllens des molekularen $1s\sigma$ -Loches.

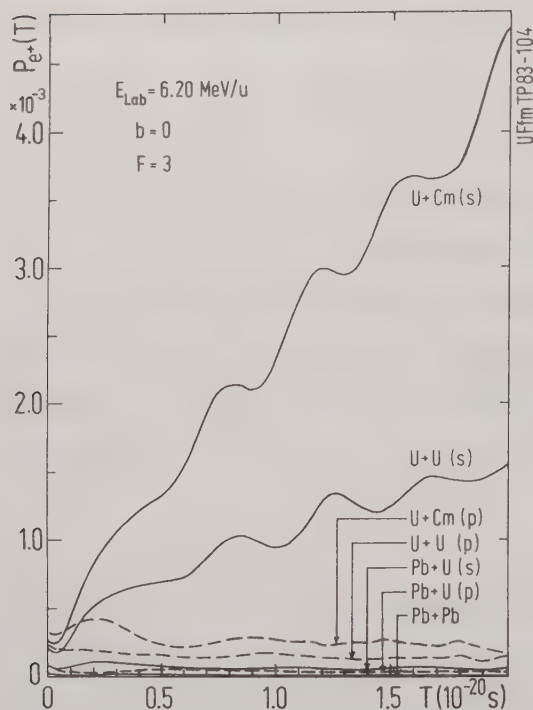
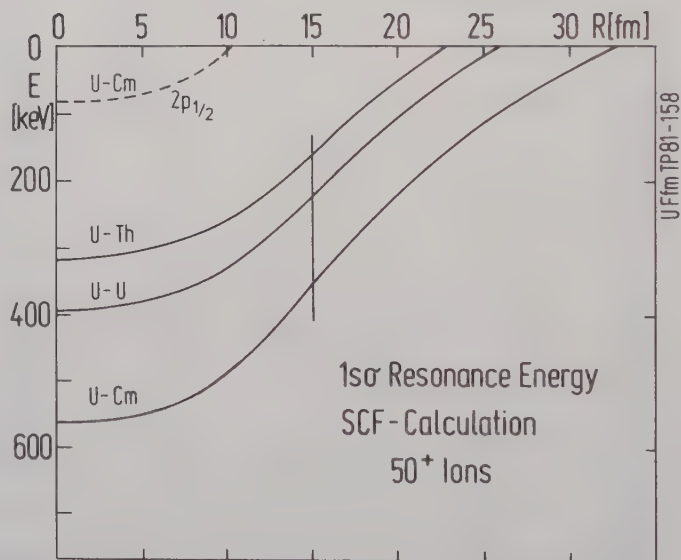
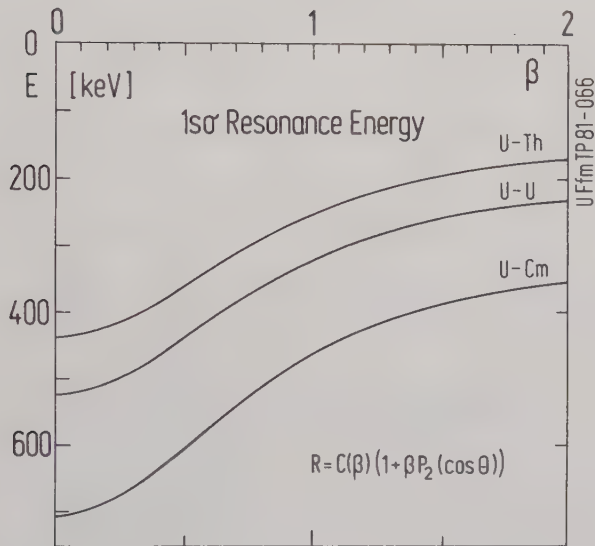
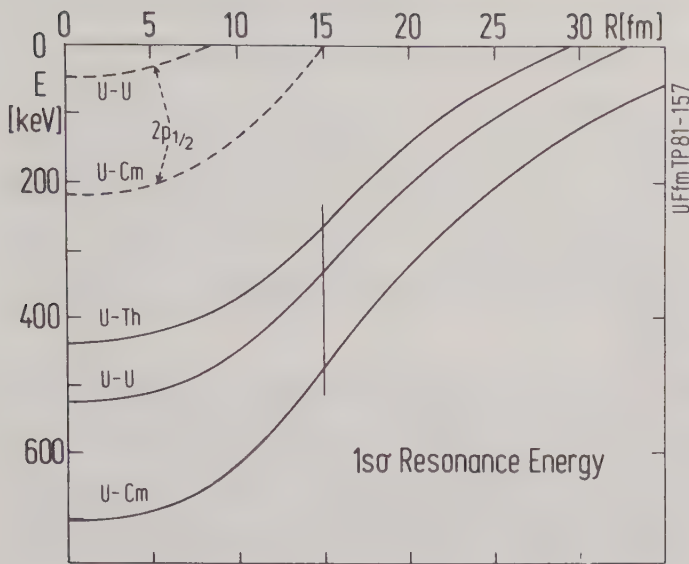


Abb. 4.13: Integrale Positronenerzeugungswahrscheinlichkeiten $P_{e^+}(T)$ für die vier in Abb. 4.7 und 4.10 betrachteten Schwerionenstoßsysteme $Pb + Pb$, $Pb + U$, $U + U$ und $U + Cm$, getrennt nach $s\sigma$ - (durchgezogene Kurven) und $p_{1/2}\sigma$ -Zuständen (gestrichelt). Während in den unterkritischen Systemen und Kanälen die Positronenrate mit der Verzögerungszeit lediglich fluktuiert, wächst, wie bereits in Abb. 4.12e gezeigt, $P_{e^+}(T)$ in den überkritischen Systemen nahezu kontinuierlich mit T . In [MüU83a].

Abb. 4.14: Die Abhängigkeit der Resonanzenergie des molekularen $1s\sigma$ -Zustandes (bzw. des $2p_{1/2}\sigma$ -Zustandes) vom internuklearen Abstand R der beiden Kerne im Schwerionenstoß (Teil a und b) bzw. als Funktion des Kerndeformationsparameters β (Teil c). Untersucht werden die drei Konfigurationen $U + Th$, $U + U$ und $U + Cm$. - Teil a zeigt das Ergebnis einer Rechnung in HFS-Näherung unter der Annahme einer 50-fachen Ionisation des Molekülsystems, in Teil b dagegen sind die elektronischen Abschirmungseffekte vernachlässigt (Coulomb-Potential-Näherung). Für in-





Volumenerhaltung. Das Abschirmpotential ist in Teil c vernachlässigt. Aus [Rei81b].

4.5 Der Effekt der elektronischen Abschirmung im verzögerten Stoß

In Kap. 3 wurde diskutiert, daß die Berücksichtigung der elektronischen Abschirmung im Rahmen der hier verwendeten adiabatischen Approximation des TDHF-Formalismus [Reu84] einerseits und

ternukleare Abstände $R > R_{\text{kont}}$, dem Kontaktabstand der beiden Kerne (vertikale Linie), wird das Potential auf seinen Monopol- ($l=0$ -) Anteil für zwei Kugeln mit Radien $C_i = 1.2 A_i^{1/3}$ fm reduziert. In der Region des nuklearen Kontaktes ($R \leq$

R_{kont}) wird die Geometrie zweier überlappenden, aufgeblähter Kerne mit homogener gewöhnlicher Kerndichte ρ_0 verwendet.

- Teil c zeigt die $1s_{\sigma}$ -Resonanzenergie für deformierte Compoundkerne mit der parametrisierten Oberfläche $R(\theta) = C(\beta)(1 + \beta P_2(\cos \theta))$. Die Adjustierung des Parameters $C(\beta)$ gewährleistet die

die Vernachlässigung jeglicher Abschirmung in der sogenannten Coulomb-Potential-Näherung andererseits zwei Grenzfälle darstellen. Die tatsächliche zeitliche Entwicklung des atomaren Systems wird zwischen diesen Grenzfällen verlaufen. Sämtliche Ergebnisse des Abschnitts 4.4 beruhen auf der ATDHF-Näherung; es bleibt deshalb kurz zu diskutieren, welche Effekte die Vernachlässigung der Abschirmung auf die Positronenspektren zeitverzögerter, überkritischer Stoßsysteme bewirkt.

Wie bereits in Abschnitt 3.2 festgestellt, vergrößert sich bei festgehaltenem internuklearem Abstand R (bzw. bei gleicher Kernkonfiguration) beim Ausschalten der elektronischen Abschirmung die Bindungsenergie der $1s$ -Resonanz im unteren Kontinuum (Abb.

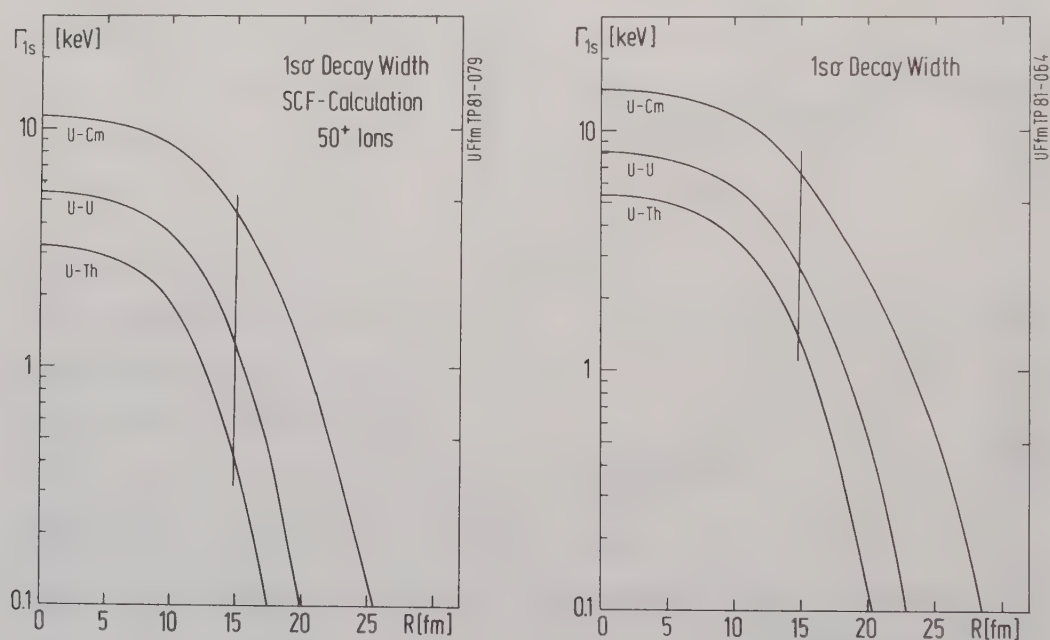


Abb. 4.15: Die Zerfallsbreite der $1s$ -Resonanz als Funktion des internuklearen Abstandes R , in HFS-Näherung (Teil a) und in Coulomb-Potential-Näherung (Teil b). Die Parametrisierung erfolgt wie in Abb. 4.16a und b. Innerhalb eines Bereiches von $R = 25$ fm bis $R = 5$ fm steigt Γ_{1s} um mehr als eine Größenordnung, für Werte $R < 5$ fm saturiert die Zerfallsbreite aufgrund der endlichen Ausdehnung der beiden beteiligten Kerne. Aus [Rei81b].

4.14). Weiterhin wächst die Stärke des spontanen Matrixelements $\langle \tilde{\phi}_{E_{\text{res}}} | H_{\text{TCD}} | \tilde{\phi}_{1s} \rangle$ beträchtlich (Abb. 4.15, [Rei81b]), vgl. auch [Reu84]. Man erwartet deshalb, daß sich die spontane Positronenlinie bei festgehaltener Reaktionszeit T von der HFS-Resonanzenergie zu größeren Positronenenergien hin, und zwar zur unabgeschirmten Resonanzenergie $E_{1s\sigma}^{\text{Cb}} - 2mc^2$, verschiebt. Sowohl die Intensität als auch die Breite der Linie sollten sich proportional zu T_{1s} vergrößern.

Dies ist in Abb. 4.16 für einen $U + U$ - Stoß ($E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$, $b = 0$) bei nuklearen Verzögerungszeiten $T = 0$ (Rutherford-Streuung) und 10^{-20} s dargestellt. Für den hier angenommenen internuklearen Abstand $R_T \approx 16.5 \text{ fm}$ beträgt die Differenz der Bindungsenergien $|E_{1s\sigma}^{\text{Cb}} - E_{1s\sigma}^{\text{HFS}}|$ mehr als 100 keV , die spontane Zerfalls-

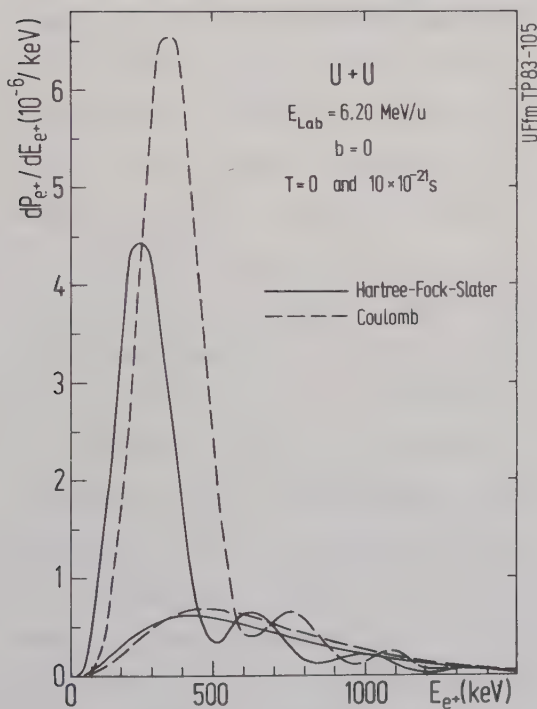


Abb. 4.16: Vergleich der Positronenerzeugungsraten in ATDHF-Approximation und in Coulomb-Potential-Näherung für den Rutherford-Stoß ($T = 0$) und den zeitverzögerten ($T = 10^{-20} \text{ s}$) Schwerionenstoß $U + U$, $E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$, $b = 0$. Während das Wahrscheinlichkeitsmaximum der in gewöhnlicher Rutherford-Streuung emittierten Positronen bei Vernachlässigung der Abschirmung um $\sim 50 \text{ keV}$ zu höheren Energien verschoben wird, bewegt sich in den zeitverzögerten Kollisionen die

spontane Positronenlinie um $\sim 90 \text{ keV}$ in die gleiche Richtung. Das stärkere spontane Matrixelement (vgl. Abb. 4.14) bewirkt eine $\sim 50\%$ -ige Erhöhung der Emissionsraten in der Linie, wobei die Verminderung der $1s\sigma$ -Lochraten diesen Effekt noch reduzierte. In [MüU83a].

breite Γ_{1s} wächst beim Ausschalten der elektronischen Abschirmung um $\sim 150\%$. Den numerischen Berechnungen entsprechend folgt die spontane Positronenlinie diesen Werten jedoch nicht ganz: die Verschiebung beträgt lediglich ~ 90 keV (wobei allerdings die asymptotischen Energien E_{res} in beiden Fällen noch längst nicht erreicht sind, vgl. Abb. 4.12a); und das starke Anwachsen der spontanen Zerfallsbreite findet bis zu einem gewissen Grad in der verminderten K-Loch-Produktionsrate (vgl. Abschnitt 3.2) ein Gegengewicht, so daß z.B. das relative Anwachsen der Linienhöhe gerade $\sim 55\%$ beträgt. Dementsprechend wächst auch die integrale Positronenwahrscheinlichkeit $P_e^+(T)$ nicht ganz so rasch.

Diese Daten zeigen jedoch auch, wie wichtig die exakte Kenntnis der Elektronenkonfiguration während einer nuklearen Reaktion sein kann [Reu84] - vor allem für einen quantitativen Vergleich mit dem Experiment (vgl. Kap. 6, insbesondere Abschnitt 6.2d). Man sollte überlegen, inwieweit eine entsprechende Erweiterung des ATDHF-Formalismus in der Zukunft von Nutzen sein kann (s. auch Kap. 8).

5. WEITERE ANWENDUNGEN DES SCHEMATISCHEN MODELLS IN BEZUG AUF DIE ATOMARE POSITRONENERZEUGUNG

In Kap. 4 diskutierten wir atomare Anregungsprozesse in zeitverzögerten Schwerionenstößen mit Hilfe einer stark vereinfachten Form der nuklearen Trajektorie: Energie- und Drehimpulsdissipation wurden nicht in Betracht gezogen, die Reaktionen führten nach einer exakt definierten Zeitspanne T zum Aufbruch des Compoundkern-Systems. Nukleare Anregungen während der Reaktion waren ebensowenig zugelassen wie Bewegungen im Relativabstand der Kerne oder eine Änderung der Kernkonfiguration.

Einen Teil dieser Vereinfachungen wollen wir in diesem Kapitel aufheben: So wird der Einfluß von Energie- und Drehimpulsdissipationen auf atomare Positronenspektren in Abschnitt 5.1 untersucht; oszillatorische Bewegungen in der Relativkoordinate der beiden Kerne werden in Abschnitt 5.4 als Konversion im semiklassischen Bild interpretiert und ihr Einfluß auf Positronenspektren überkritischer Stoßsysteme diskutiert. Verallgemeinerte Relativbewegungen und damit äquivalent eine Veränderung der Kernkonfiguration während der nuklearen Reaktionszeit werden erst in Abschnitt 7.5 behandelt.

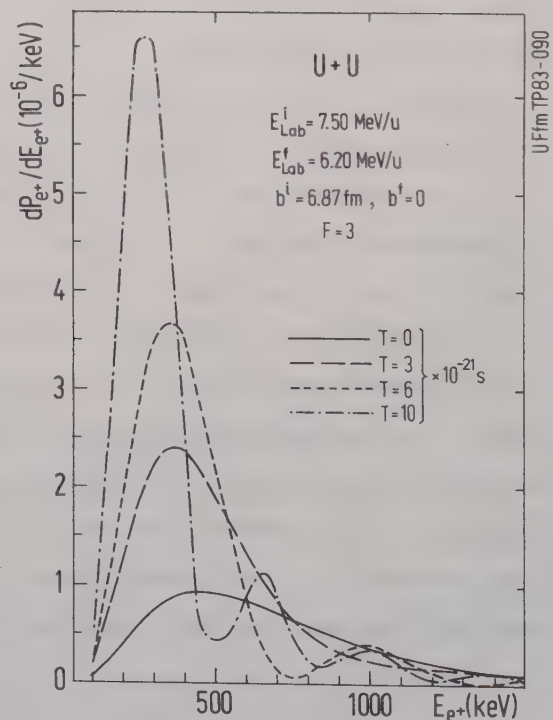
Abschnitt 5.2 zeigt den Einfluß einer Faltung der atomaren Positronenspektren und K-Loch-Erzeugungsraten mit Wahrscheinlichkeitsverteilungen nuklearer Reaktionszeiten. Mit Hilfe eines quantenmechanischen Modells abgeleitete Zeitverteilungen [Hei83a,b,c,84] werden in Abschnitt 5.3 verwendet. Die signifikante Abhängigkeit der spontanen Positronenemission von der Präparation des Schwerionenstrahls ist ein qualitativ interessantes Ergebnis dieser quantenmechanischen Erweiterung der semiklassischen Beschreibung. Darüber hinaus wächst im Rahmen dieses Modells die Evidenz der Positronenlinie mit zunehmender Differenz des Beobachtungswinkels θ zum elastischen Rutherford-Streuwinkel, während sich der Querschnitt der Linie isotrop verhält.

5.1 Energie- und Drehimpulsdissipation im Verlauf von Kernreaktionen

Der Einfluß nuklearer Energie- und Drehimpulsdissipationen auf atomare Anregungsprozesse soll hier für den besonders interessanten Fall der Positronenerzeugung in überkritischen Stoßsystemen untersucht werden. Als Beispiel dient $U + U$ bei einer Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 7.5 \text{ MeV/u}$ und einem Eingangsstoßparameter $b = 6.9 \text{ fm}$. Die kinematischen Größen der auslaufenden Trajektorie nach der Dissipation betragen $\{E_{\text{Lab}}, b\} = \{6.2 \text{ MeV/u}, 0 \text{ fm}\}$.

In Abb. 5.1 sind Positronenspektren für vier nukleare Verzögerungszeiten T dargestellt. Sie gleichen in ihrer Form denen aus Abb. 4.10b. Dies ist nicht verwunderlich, da die für die spontane Positronenlinie charakteristischen Größen wie E_{1s}^B , $\langle \tilde{\phi}_{1s} | H_{\text{TCD}} | \tilde{\phi}_e^+ \rangle$ oder τ_{1s} lediglich von der nuklearen Konfiguration während der Reaktionszeit (in unserem Schematischen Modell also von R_T) abhängen und nicht von den kinematischen

Abb. 5.1: Positronenspektren diverser Verzögerungszeiten T in energiedissipierenden $U + U$ -Stößen. Die kinematischen Parameter des einlaufenden Streustates sind $\{E_{\text{Lab}}, b\}_i = \{7.5 \text{ MeV/u}, 6.87 \text{ fm}\}$, die des auslaufenden $\{6.2 \text{ MeV/u}, b=0\}$. Die Spektren ähneln denen in Abb. 4.10a, wobei die Positronenemissionsraten aufgrund der im einlaufenden Ast erhöhten K-Loch-Rate wesentlich verstärkt sind (vgl. Abb. 5.2). In [MüU83a].



Größen der ein- oder der auslaufenden Trajektorie. Der internukleare Abstand R_T ist jedoch in beiden Fällen identisch gewählt.

Lediglich in ihrer absoluten Höhe differieren aufgrund der Kinematik des Eingangskanals die einander zuzuordnenden Spektren. Die Hauptursache hierfür dürfte in der bei höherer Einschußenergie erhöhten K-Loch-Rate zu finden sein. Abb. 5.2 verdeutlicht dies nochmals von einem anderen Gesichtspunkt aus: in Teil a ist für die Eingangskinematik der Parametersatz $\{E_{\text{Lab}}, b\} = \{7.5 \text{ MeV/u}, 6.9 \text{ fm}\}$ verwendet worden, Teil b nimmt $\{6.2 \text{ MeV/u}, 0 \text{ fm}\}$ als Eingangsgrößen an. Für die Kinematik der auslaufenden Trajektorie werden jeweils beide obige Parametersätze verwendet, d.h. in Teil a werden die Spektren nichtdissipativer ($Q = 0$) und dissipativer Stöße ($Q = -115 \text{ MeV}$) verglichen, Teil b nimmt dagegen nukleare Trajektorien auch mit einem fiktiven Energiegewinn ($Q = +115 \text{ MeV}$) an. Die resultierenden Stoßparameter b_f werden zur Beibehaltung des Minimalabstandes R_{min} adjustiert. Beide Sätze von Spektren werden offensichtlich jeweils von der Eingangskinematik dominiert, vor allem bei längeren Haftzeiten. Dies läßt auf den Einfluß des im Eingangskanal verschieden stark erzeugten K-Loches schließen. Es verhindert gleichzeitig eine Invarianz der Spektren gegen Vertauschung von Eingangs- und Ausgangskinematik.

Für den Vergleich mit experimentellen Daten bedeutet dies, daß bei gegebener Zeitverzögerung die Eingangskinematik im Experiment zwar sehr genau, der Ausgangskanal dagegen nur annähernd bestimmt sein muß. Die Schlußfolgerung ist, daß selbst eine breite Verteilung in der Energie- und Drehimpulsdissipation das Ausbilden und mögliche experimentelle Verifizieren einer Positronenlinie nicht verhindern kann. Dies gilt selbstverständlich nur für genügend lange Reaktionszeiten T . Abweichungen hiervon können bei kleinen Verzögerungszeiten im Rahmen einer realistischen Beschreibung der nuklearen Dynamik auftreten (vgl. Kap. 7), vor allem, wenn Dissipationen bereits im einlaufenden Teil der Trajektorie eine Rolle spielen.

Von großer Bedeutung ist die Kenntnis des Ausgangskanals jedoch auch dann, wenn über eine Koinzidenzmessung z.B. des Q -Wertes tiefinelastische Reaktionen selektiert werden sollen [Her82, Gü83, Sto83a, 84, Mey84b].

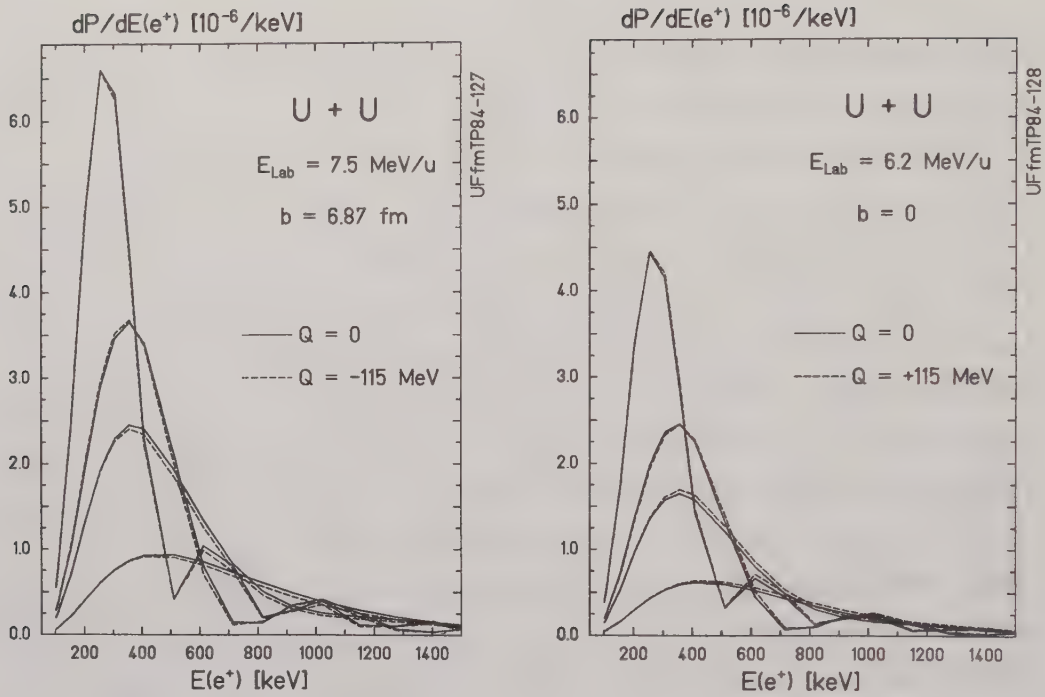


Abb. 5.2: Qualitative Studie des Einflusses der Eingangskinetik auf Positronenspektren in zeitverzögerten $U + U$ - Stößen. **Teil a** verwendet den Parametersatz $\{E_{Lab}, b\}_i = \{7.5 \text{ MeV/u}, 6.87 \text{ fm}\}$, die Energiedissipation für den auslaufenden Streuast beträgt $Q = 0$ und $Q = -115 \text{ MeV}$. In **Teil b** sind $\{E_{Lab}, b\}_i = \{6.2 \text{ MeV/u}, b=0\}$ sowie $Q = 0$ und $Q = +115 \text{ MeV}$ angenommen. Die Spektren verdeutlichen den im Rahmen des Schematischen Modells geringen Einfluß der Ausgangskinetik auf die Emissionswahrscheinlichkeiten, aber die starke Abhängigkeit von den ursprünglichen kinematischen Parametern. Dieser Effekt wird mit Hilfe des allerdings störungstheoretisch erzielten Ergebnisses Gl. (4.7) verständlich, wonach eine lineare Relation zwischen der K-Loch-Rate, $P_{1so}(t=0)$, und der Positronenrate besteht.

5.2 Der Effekt nuklearer Zeitverteilungen

In Kap. 4 wurden die atomaren Anregungswahrscheinlichkeiten für eine exakt definierte nukleare Verzögerungszeit T bestimmt. Doch für jeden beliebigen Satz experimenteller, kinematischer Parameter wird die Lebensdauer eines Compound-Systems einer gewissen Verteilung $f(T)$ unterliegen, so daß im Rahmen der semiklassischen Näherung die über die Zeitverteilung gemittelten Anregungswahrscheinlichkeiten nach folgender Gleichung bestimmt werden müssen:

$$(5.1) \quad \bar{P}_i = \int_0^{\infty} dT f(T) P_i(T) .$$

$P_i(T)$ beschreibt hierbei Wahrscheinlichkeiten zur Erzeugung von Positronen ($i = q$, Gl. (2.11)), zur Emission von δ -Elektronen ($i = p$, Gl. (2.12)) oder zur Messung von atomaren Koinzidenzprozessen gemäß Gl. (2.13). Die nukleare Zeitverteilung $f(T)$ soll auf "1" normiert sein:

$$(5.2) \quad \int_0^{\infty} dT f(T) = 1 .$$

Zu einer direkten Verallgemeinerung von Gl. (5.1) führt die Überlegung, daß man unter einem experimentell vorgegebenen Streuwinkel θ_{Lab} eine Superposition von direkten, d.h. nichtverzögerten Streu- und Reaktionsereignissen finden wird. Behandelt man die beiden Beiträge inkohärent, dann entspricht $f(0)$ dem Anteil gewöhnlicher Rutherford-Streuung, $f(T > 0)$ beschreibt dagegen den Beitrag aus nuklearen Reaktionsprozessen (vgl. dazu Kap. 6).

Gl. (5.1) läßt sich unter Verwendung der Gleichungen (2.11) bis (2.13) und mit Hilfe von Gl. (4.1) umschreiben zu:

$$\begin{aligned} (5.3) \quad \bar{P}_i &= \int dT f(T) \sum_j |a_{ji}(\infty; T)|^2 \\ &= \sum_j \sum_{mm'} \sum_{nn'} a_{jm}(0) \tilde{a}_{im'}(0) a_{jn}^*(0) \tilde{a}_{in'}^*(0) \\ &\quad \cdot \int dT f(T) A_{mm'}(T) A_{nn'}^*(T) \end{aligned}$$

$$= \sum_j \sum_{mm'} \sum_{nn'} a_{jm}(0) \tilde{a}_{im'}(0) a_{jn}^*(0) \tilde{a}_{in'}^*(0) \cdot M_{mm',nn'} .$$

Im Fall eines unterkritischen Stoßsystems reduziert sich die aus Abschnitt 4.2 bekannte Verknüpfungsmatrix $A_{kk'}(T)$ auf die Diagonalmatrix Gl. (4.3). Die Matrix $M_{mm',nn'}$ nimmt dann die folgende Form an:

$$(5.4) \quad M_{mm',nn'} = \delta_{mm'} \delta_{nn'} \cdot \int_0^\infty dT f(T) \exp \{-i/\hbar (E_m - E_n) T\} .$$

Für den überkritischen Fall mit dem projizierten $1s$ -Zustand $\tilde{\phi}_{1s}$ und dem modifizierten unteren Kontinuum $\tilde{\phi}_e$ läßt sich Gl. (5.4) mit Hilfe von Gl. (4.4) bzw. Gl. (4.6) entsprechend verallgemeinern.

Die nukleare Zeitverteilungsfunktion $f(T)$ kann hierbei, vom atomphysikalischen Standpunkt aus betrachtet, beliebig gewählt werden. So lassen sich die Ergebnisse aus Abschnitt 4.3 und 4.4 auch als Annahme einer δ -förmigen Zeitverteilung

$$(5.5) \quad f(T) = \delta(T - T_c)$$

interpretieren. (Im folgenden wird für die in Kap. 4 definierte Verzögerungszeit T des schematischen Modells das Symbol T_c verwendet.)

Natürlich jedoch sollte $f(T)$ aus einem nuklearen Reaktionsmodell deduziert werden. Dies soll in Abschnitt 5.3 im Rahmen einer quantenmechanischen Erweiterung der bislang verwendeten semiklassischen Beschreibung geschehen.

Willkürliche Annahmen einer Zeitverteilung $f(T)$, deren Ergebnisse in diesem Abschnitt kurz diskutiert werden sollen, wären z.B.:

- die Gleichverteilung um einen Mittelwert $\bar{T}$ mit der Breite τ

$$(5.6) \quad f(T) = 1/(2\tau) [\theta(T - (\bar{T} - \tau)) - \theta(T - (\bar{T} + \tau))] ,$$

- die Gauß-förmige Zeitverteilung um einen Mittelwert $\bar{T}$ mit der Varianz τ

$$(5.7) \quad f(T) = (2\pi\tau)^{-\frac{1}{2}} \exp \{-(T-\bar{T})^2/2\tau^2\} ,$$

- die logarithmische Normalverteilung

$$(5.8) \quad f(T) \propto \exp \{-[\ln(T/\tau)]^2\} ,$$

- und schließlich als weitere, offensichtliche Möglichkeit die Exponentialverteilung mit der Zerfallskonstanten τ

$$(5.9) \quad f(T) = 1/\tau \exp \{-T/\tau\} .$$

Als zusätzlich notwendige Bedingung für alle Formen der Zeitverteilung $f(T)$ gilt:

$$(5.10) \quad f(T) = 0 \quad \text{für } T < 0.$$

Die Normierungskonstanten sind unter Umständen entsprechend Gl. (5.2) neu zu bestimmen. So gilt $N = 1/(2\tau)$ in Gl. (5.6) z.B. nur dann, wenn $\bar{T}-\tau > 0$.

Die Zeitverteilungen Gl. (5.5) bis (5.8) besitzen die Eigenschaft, daß ihr Wahrscheinlichkeitsmaximum einer endlichen Verzögerungszeit entspricht, im Gegensatz zur Exponentialverteilung, deren Maximum bei $T = 0$ liegt.

Bevor im folgenden der Einfluß der hier willkürlich ausgewählten Wahrscheinlichkeitsverteilungen nuklearer Lebensdauern (Gl. (5.6) bis (5.9)) auf die gemittelten atomaren Anregungswahrscheinlichkeiten diskutiert wird, sollen erst kurz einige kernphysikalische Aspekte zu den denkbaren Formen nuklearer Zeitverteilungen $f(T)$ behandelt werden.

Betrachtet man einen quasistationären nuklearen Zustand der Zerfallsbreite Γ_c , dessen Abstand D zu nuklearen Nachbarzuständen groß genug ist, um Interferenzen zwischen den einzelnen Zerfallsprozessen vernachlässigen zu können (also: $D \gg 2\pi\Gamma_c$), so wird die

Wahrscheinlichkeitsverteilung der Lebensdauer dieses Zustands einem exponentiellen Zerfallsgesetz

$$(5.11) \quad f(T) = \Gamma_c / \hbar \exp \{-\Gamma_c T / \hbar\}$$

genügen. Dies begründet die Verwendung von Gl. (5.9), mit $\Gamma_c = \hbar / \tau$. Die mittlere Lebensdauer $\bar{T}$ des Zustands, definiert durch den Mittelwert der Zeitverteilungsfunktion $f(T)$

$$(5.12) \quad \bar{T} = \int_0^{\infty} dT T f(T) ,$$

beträgt in diesem Fall $\bar{T} = \hbar / \Gamma_c$.

Im allgemeinen werden in einem Schwerionenstoß jedoch mehrere quasistationäre nukleare Zustände in einem Energieintervall ΔE angeregt. V.L. Lyuboshits [Lyu83] behandelte dieses Problem im Rahmen einer Theorie überlappender, gleichartiger Resonanzen der Breite Γ_c . Der mittlere Abstand zwischen benachbarten nuklearen Zuständen sei mit D definiert, die Anzahl der offenen Kanäle betrage n . Definiert x die Größe $x \equiv 2\pi\Gamma_c / nD$, dann entspricht $x \ll 1$ dem obigen Beispiel einer einzelnen isolierten Resonanz, deren Zerfallsgesetz durch Gl. (5.11) beschrieben wird. Eine völlig andere Situation entsteht für die Bedingung $x \gg 1$: In diesem Fall beträgt die mittlere Lebensdauer $\bar{T} = 2\pi\hbar / nD$, die Zeitverteilung $f(T)$ kann eine glockenförmige Gestalt annehmen (vgl. Fig. 1 in [Lyu83]). Im Grenzfall $x \rightarrow \infty$ besitzt $f(T)$ einen δ -förmigen Charakter, mit einem Maximum an der Stelle $\bar{T} = T_c = \hbar / \Gamma_c$ (vgl. Fig. 2 in [Lyu83]). Die relative Varianz η_T der Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(T)$, definiert als

$$(5.13) \quad \eta_T(x) = [\overline{T^2} - (\bar{T})^2]^{\frac{1}{2}} / \bar{T} ,$$

mit

$$(5.14) \quad \overline{T^2} = \int_0^{\infty} dT T^2 f(T) ,$$

beträgt im Fall $x \ll 1$: $\eta_T = 1$, während sie für $x \gg 1$ immer kleiner wird ($\eta_T \sim \sqrt{2/x}$) und im Grenzfall $x \rightarrow \infty$: $\eta_T \rightarrow 0$ anstrebt. Dies lie-

fert eine Motivation für die Verwendung einer Gauß'schen oder einer logarithmischen Normalverteilung als Approximation einer realistischen nuklearen Zeitverteilung. Der spekulative Fall weniger offener, eng beieinanderliegender, breiter gleichartiger nuklearer Resonanzen ($x = 2\pi\Gamma_c/nD \rightarrow \infty$) begründet darüber hinaus die Verwendung der δ -förmigen Zeitverteilung in Abschnitt 4.3 und 4.4. Eine exponentielle Zeitverteilung sollte dagegen, im Rahmen dieser theoretischen Behandlung des nuklearen Streuproblems [Lyu83], lediglich für den Fall einer isolierten Einzelresonanz oder für eine große Anzahl n offener Kanäle gelten.

Lyuboshits merkt ausdrücklich an, daß die mittleren Lebensdauern, Gl. (5.12), nicht vom Charakter der statistischen Verteilung der nuklearen Resonanzen abhängen, Voraussetzung sei lediglich, daß der mittlere Abstand zweier benachbarter Zustände D betrage. Allerdings sind die oben diskutierten relativen Varianzen $\eta_T(x)$ der Zeitverteilung sensitiv auf die Verteilung der Zustände und gelten mit ihren oben genannten Werten nur unter der Annahme einer Poisson-Verteilung [Lyu83].

Es bleibt anzumerken, daß Zeitverteilungen, die mehr oder weniger scharf um die endliche mittlere Lebensdauer $\bar{T}$ (bzw. T_c) zentriert sind, einer nuklearen Autokorrelationsfunktion langreichweitigen Charakters entsprechen [Rei83]. Dies ist natürlich auch genau mit der Forderung $x = 2\pi\Gamma_c/nD \gg 1$ aus [Lyu83] identisch. Dagegen führt die Annahme stochastischer Fluktuationen in der nuklearen S-Matrix zu einem exponentiellen Zerfallsgesetz, Gl. (5.11) [Yos74].

Der Fall einer nuklearen Zeitverteilungsfunktion $f(T)$ gemäß den Gleichungen (5.9) bzw. (5.11) führt zu einer besonders einfachen Form der Matrix $M_{mm',nn'}$ (Gl. (5.4)):

$$(5.15) \quad M_{mm',nn'} = \delta_{mm'} \delta_{nn'} i/\hbar \Gamma_c / (E_n - E_m + i\Gamma_c) .$$

Diese Form der Matrix $M_{mm',nn'}$ gilt, wie oben erwähnt, nur in unterkritischen Stoßsystemen. In überkritischen Systemen mit $Z_p + Z_T > Z_{kr}$ und $R < R_{kr}$ findet der in Kap. 2 diskutierte Basiswechsel [Rei81a] statt, folgende Terme der Matrix $M_{mm',nn'}$ erfahren daraufhin eine Modifikation:

- Die Energie der atomaren 1s-Resonanz wird durch die komplexe Größe $E_{1s} - i\Gamma_{1s}/2$ beschrieben, vgl. Gl. (4.4a) und (4.6b).
- Die Matrixelemente zwischen unteren Kontinuumszuständen werden gemäß Gl. (4.6d) approximiert, das Kronecker'sche δ wird zur δ -Funktion $\delta(E_e^+ - E_e^+)$.
- Zusätzliche nichtdiagonale Terme sind entsprechend Gl. (4.6c) zu berücksichtigen. Mit $E \equiv E_e^+$ und $\Gamma' \equiv \Gamma_c + \Gamma_{1s}/2$ gilt:

$$(5.16a) \quad M_{1s,E,nn'} =$$

$$\frac{\delta_{nn'} [\Gamma_{1s}/2\pi]^{\frac{1}{2}}}{(E - E_{1s} + i\Gamma_{1s}/2)} \cdot \left(\frac{i\Gamma_c}{E_n - E + i\Gamma_c} - \frac{i\Gamma_c}{E_n - E_{1s} - i\Gamma'} \right)$$

$$(5.16b) \quad M_{1s,E,1s,E'} = \Gamma_{1s}/2\pi / [(E - E_{1s} + i\Gamma_{1s}/2) (E' - E_{1s} - i\Gamma_{1s}/2)]$$

$$\cdot i\Gamma_c \left[\frac{1}{(E' - E + i\Gamma_c)} - \frac{1}{(E' - E_{1s} + i\Gamma')} - \frac{1}{(E_{1s} - E + i\Gamma')} - \frac{i}{(\Gamma_{1s} + \Gamma_c)} \right]$$

- Weiterhin gilt:

$$(5.17) \quad M_{mm',nn'} = M_{m'm,nn'} = M_{nn',mm'}^*.$$

Im folgenden soll nun der Einfluß der oben vorgestellten Wahrscheinlichkeitsverteilungen nuklearer Lebensdauern auf atomare Anregungswahrscheinlichkeiten untersucht werden. Für das Stoßsystem $U + Cm$, $E_{Lab} = 6.2 \text{ MeV/u}$, $b = 0$, wurden die Positronenerzeugungsraten $dP_e^+/dE_e^+(\infty; T)$ an ~ 150 Stützpunkten des unteren Kontinuums bestimmt. Durch einfache Trapezintegration wurde anschließend die mittlere differentielle Wahrscheinlichkeit gemäß Gl. (5.1) berechnet.

Abb. 5.3 vergleicht Positronenspektren des überkritischen $s_{\frac{1}{2}}$ -Kanals unter der Annahme einer exponentiellen Zeitverteilung, Gl. (5.11) (fette Linien), und einer δ -förmigen Distribution, $f(T) = \delta(T - \hbar/\Gamma_c)$ (dünne Linien). Die nuklearen Breiten Γ_c sind $\Gamma_c = 400 \text{ keV}$, 200 keV und 100 keV (Teil a), sowie $\Gamma_c = 50 \text{ keV}$, 25 keV und 12.5 keV (Teil b). Die Linie der spontanen Positronenproduktion wird durch das Mitteln über die nukleare Zeitverteilung $f(T)$

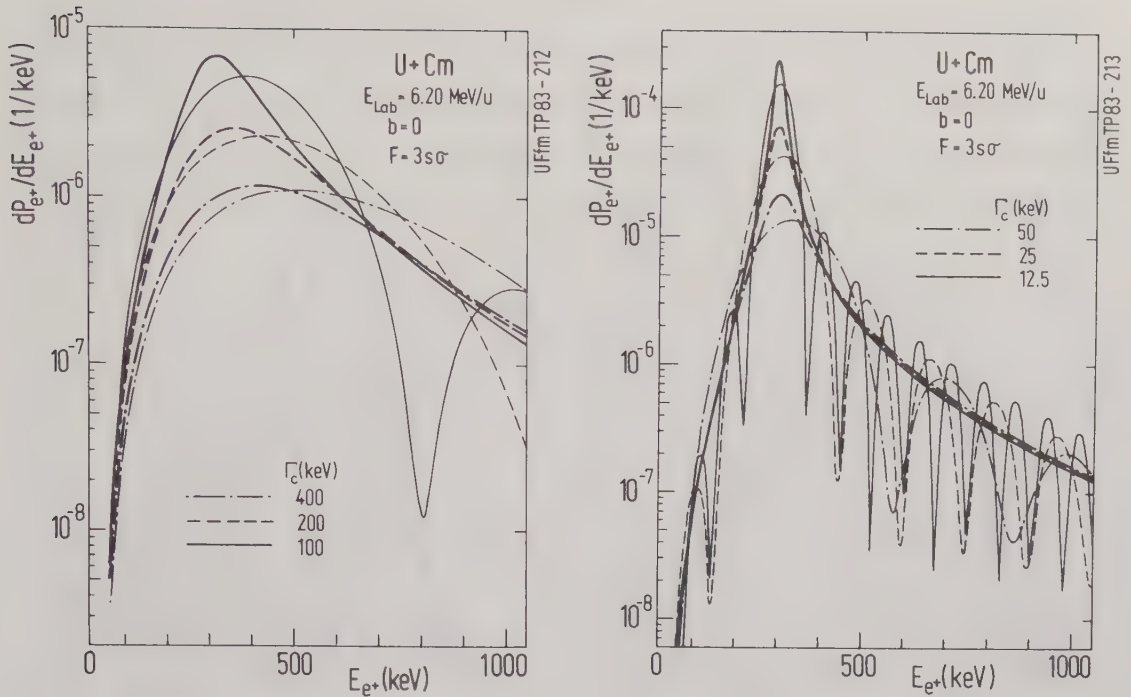


Abb. 5.3: Positronenspektren des überkritischen $s_{1/2}$ -Kanals im $U + Cm$ - Stoß, $E_{Lab} = 6.20$ MeV/u, $b = 0$, für eine scharf definierte nukleare Verzögerungszeit $T_c = \hbar/\Gamma_c$ (dünne Linien) und nach Faltung mit einer exponentiellen Zeitverteilung entsprechend Gl. (5.11) (fette Linien). Die nuklearen Breiten in Teil a sind $\Gamma_c = 400$ keV, 200 keV und 100 keV; in Teil b ist $\Gamma_c = 50$ keV, 25 keV und 12.5 keV gewählt. Durch die Faltung mit der nuklearen Zeitverteilung wird die spontane Positronenlinie stärker betont, ihre energetische Breite ΔE_{FWHM} reduziert sich von $\sim 5.56 \hbar/T_c = 5.56\Gamma_c$ [Rei81b,MüU83a] auf $\Delta E_{FWHM} \approx 2\Gamma_c$ [Rei83]. Interferenzbedingte oszillatorische Strukturen beidseits der Linie verschwinden nach der Faltung mit der exponentiellen Zeitverteilung. In [Rei83].

stärker betont, vor allem bei kleinen nuklearen Reaktionszeiten $T_c = \hbar/\Gamma_c$, ihre energetische Breite ΔE_{FWHM} wird schmaler: Während das exponentielle Zerfallsgesetz zu $\Delta E = 2\Gamma' \approx 2\Gamma_c$ führt [Rei83], beträgt die Breite ΔE im Falle einer δ -förmigen Distribution $\Delta E \sim 5.56\Gamma_c$ [Rei81b,MüU83a]. Beide Größen stellen entsprechend den Erläuterungen in Abschnitt 4.4 nur Näherungswerte dar. Wie Abb. 5.3 weiterhin zeigt, werden die bei fixer Zeit T_c auftretenden oszillatori-

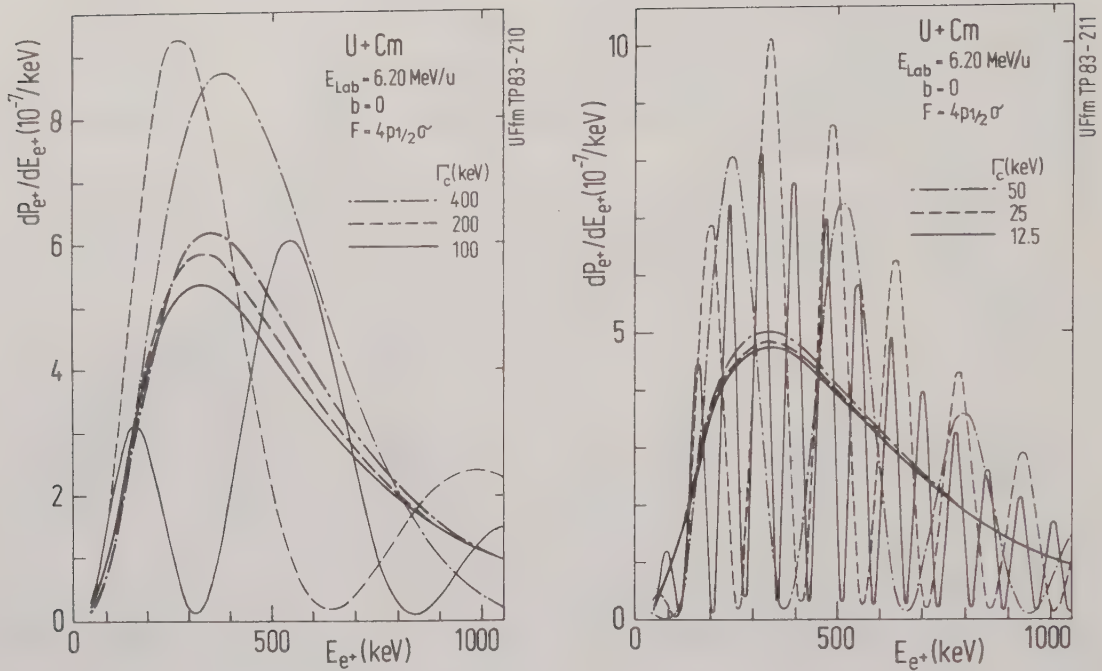


Abb. 5.4: Wie in Abb. 5.3, diesmal für den unterkritischen $p_{\frac{1}{2}}\sigma$ -Kanal. Aufgrund der fehlenden Potentialkopplung in diesem Drehimpulskanal bewirkt die Faltung mit der exponentiellen Zeitverteilung (Gl. (5.11)) lediglich ein Ausschmieren der Oszillationsstrukturen. Die Berücksichtigung langer Reaktionszeiten und der damit verbundenen Interferenzeffekte führt zu einem zunächst deutlichen, später saturierten Absinken der Emissionsmaxima in den (gefalteten) Positronenspektren. In [Rei83].

schen Strukturen beidseits der Linie im Falle einer exponentiellen Zeitverteilung völlig eingeebnet.

Zum Vergleich stellt Abb. 5.4 Ergebnisse gekoppelter Kanalrechnungen für die $p_{\frac{1}{2}}$ -Positronenzustände dar. Da diese Zustände unterkritisch sind, bewirkt die nukleare Zeitverzögerung keine Erhöhung der Produktionswahrscheinlichkeiten (vgl. Abschnitt 4.3). Die verbleibenden Interferenzstrukturen werden bei Annahme eines exponentiellen Zerfallsgesetzes ebenso wie in Abb. 5.3 ausgewaschen.

Die exponentielle Zeitverteilung $f(T)$, Gl. (5.11), besitzt die Eigenschaft eines Wahrscheinlichkeitsmaximums bei $T = 0$. Zur

Gegenüberstellung wurden unter der Annahme einer Gauß'schen Normalverteilung, Gl. (5.7), Positronenspektren für das unterkritische Stoßsystem Pb + Pb und die überkritische Konfiguration U + U berechnet. Als kinematische Parameter sind in beiden Fällen $E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$ und $b = 0$ gewählt, die Fermikante liegt bei

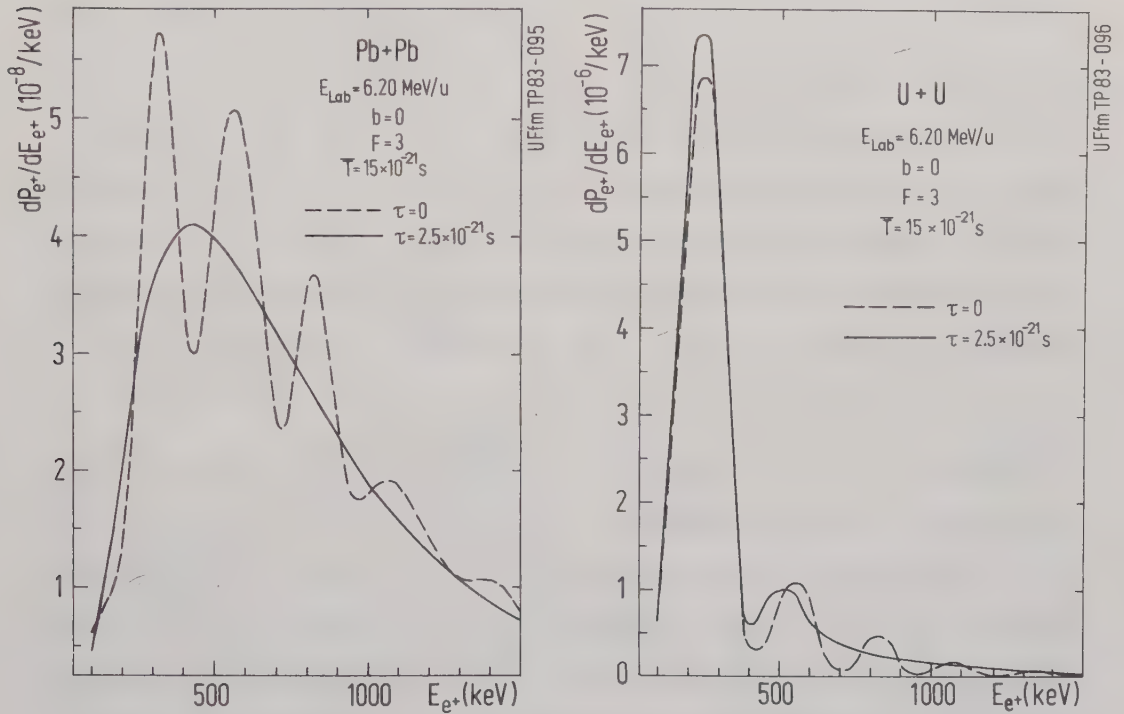


Abb. 5.5: Der Effekt einer Faltung atomarer Positronenraten im unterkritischen Pb + Pb - Stoß (Teil a) und in der überkritischen U + U - Kollision (Teil b) mit einer Gauß'schen Reaktionszeitverteilung entsprechend Gl. (5.7). Als kinematische Parameter sind $E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$ und $b = 0$ gewählt, die Fermikante liegt bei $F = 3\sigma$, $4p_{\frac{1}{2}}\sigma$ ($F = 3$). Der Mittelwert der Gauß'schen Normalverteilung beträgt $\bar{T} = 15 \cdot 10^{-21} \text{ s}$, die Varianz $\tau = 0$ (δ -förmige Funktion) und $\tau = 2.5 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ (gestrichelte bzw. durchgezogene Kurven). Wie in Abb. 5.3 und Abb. 5.4 führt die Faltung zu einem Ausschmieren der oszillatorischen Strukturen (Teil a und der höherenergetische Bereich in Teil b), die spontane Positronenlinie wird dagegen noch stärker hervorgehoben. Durch die Faltung mit einer relativ schmalen Zeitverteilung überlebt auch das erste höherenergetische Oszillationsmaximum. In [MüU83a].

$F = 3$. Die Beiträge $\kappa = \pm 1$ sind bereits addiert. Die mittlere Lebensdauer des Compoundsystems beträgt $\bar{T} = 15 \cdot 10^{-21} \text{s}$, die Varianz $\tau = 0$ (entsprechend einer δ -Funktion $f(T) = \delta(T - \bar{T})$) und $\tau = 2.5 \cdot 10^{-21} \text{s}$. Im überkritischen System $U + U$ werden für $\tau = 0$ erneut die dominante spontane Positronenlinie sowie einige Interferenzstrukturen beobachtet (Abb. 5.5b). Doch bereits unter der Annahme $\tau = 2.5 \cdot 10^{-21} \text{s}$ sind diese Strukturen erneut ausgewaschen, während die Linie, wegen der in Abschnitt 4.4 diskutierten T^2 -Abhängigkeit der Höhe des Maximums, noch schärfer hervortritt. Das gleiche Verhalten bezüglich der Interferenzstrukturen kann auch im Positronenspektrum des unterkritischen $Pb + Pb$ - Systems beobachtet werden (Abb. 5.5a). Wir können deshalb schließen, daß das Vorhandensein von Interferenzstrukturen in Positronenspektren, und mit derselben Gültigkeit auch in δ -Elektronen-Spektren, nur für genügend scharf definierte ($\tau \rightarrow 0$) nukleare Reaktionszeiten erwartet werden kann.

Abschließend ist in Abb. 5.6 der Einfluß unterschiedlicher Wahrscheinlichkeitsverteilungen der nuklearen Verzögerungszeiten (mit $T = 13.2 \cdot 10^{-21} \text{s}$ und Varianzen $\tau = .4\bar{T}$) auf das Positronenspektrum eines $U + Cm$ - Stoßes ($E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$, $b = 0$) dargestellt. Die δ -förmige Verteilung besitzt demnach die breiteste spontane Positronenlinie, außerdem ist ihre Lage noch nicht dem asymptotischen Wert $E_{1s0}^B - 2mc^2$ angepaßt. Ein Ausschmieren der Zeitverteilung um den Mittelwert $\bar{T}$ (also im Sinne einer Gleichverteilung, einer Gauß'schen Verteilung oder einer logarithmischen Normalverteilung) bewirkt demnach ein Driften der wachsenden und sich verschmälernden Linie hin zu den asymptotischen ($T \gg \hbar/\Gamma_{1s}$) Werten. Eine Exponentialverteilung mit $T_c = \bar{T}$ oder auch die logarithmische Normalverteilung zeigen aufgrund ihrer (im Vergleich zur Gleich- oder Gauß'schen Verteilung) Bevorzugung langer Reaktionszeiten diesen Effekt noch deutlicher.

Trotz dieser großen Unterschiede in den Spektren der Abb. 5.6 ist es nicht auf Anhieb klar, wieviel Information über die nukleare Zeitverteilung $f(T)$ aus einem Experiment gewonnen werden kann. Zum einen können experimentelle Effekte (wie Doppler-Verschiebung und -verbreiterung) eine zusätzliche Verbreiterung der Linie bewirken. Außerdem hängt die Position der Linie nicht nur von der

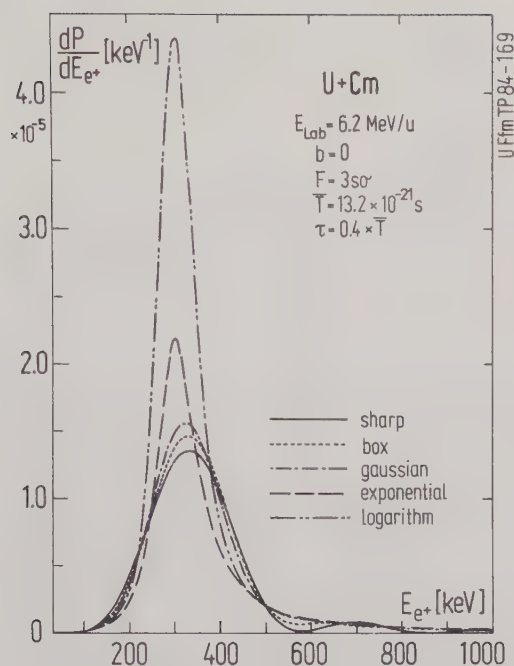


Abb. 5.6: Vergleich der Auswirkungen unterschiedlicher Faltungsvorschriften anhand der Positronenspektren im $U + Cm$ - Stoß, $E_{Lab} = 6.2$ MeV/u, $b = 0$; nur die Beiträge des überkritischen $\kappa = -1$ - Kanals sind berücksichtigt. Untersucht werden die δ -förmige Zeitverteilung (5.5) mit dem Parameter $\{T_c = \bar{T}\}$ (durchgezogene Linie), die Gleichverteilung (5.6) $\{\bar{T}, \tau\}$ (kurzgestrichelt), die Gauß'sche Normalverteilung (5.7) $\{\bar{T}, \tau\}$

(strichpunktiert), die logarithmische Normalverteilung (5.8) $\{\tau\}$ (strich-doppelpunktiert) und die exponentielle Zeitverteilung (5.11) $\{T_c = \bar{T}\}$ (langgestrichelt). Als Parametersatz dient $\bar{T} = 13.2 \cdot 10^{-21} s$ und $\tau = .4 \bar{T}$. - Je stärker der Beitrag langer nuklearer Reaktionszeiten ist, desto mehr kommt die spontane Positronenlinie zum Tragen und desto besser ist ihre Lage dem asymptotischen Wert $E_{1s0}^B - 2mc^2$ angepaßt. Die interferenzbedingten Oszillationsstrukturen werden, außer im Falle der δ -förmigen Zeitverteilung, erneut völlig eingeebnet.

nuklearen Zeitverzögerung T ab (da sie mit zunehmender Reaktionsdauer von ihrer kinematischen zur asymptotischen Position wandert), sondern vielmehr auch von der nuklearen Konfiguration während der Reaktion. Existieren also mehrere stabile (oder metastabile) Kernkonfigurationen, dann kann im Experiment eine (nicht auflösbare) Superposition von Linien zu verschiedenen (benachbarten) Positronenenergien auftreten. Dies würde eine Analyse der experimentellen

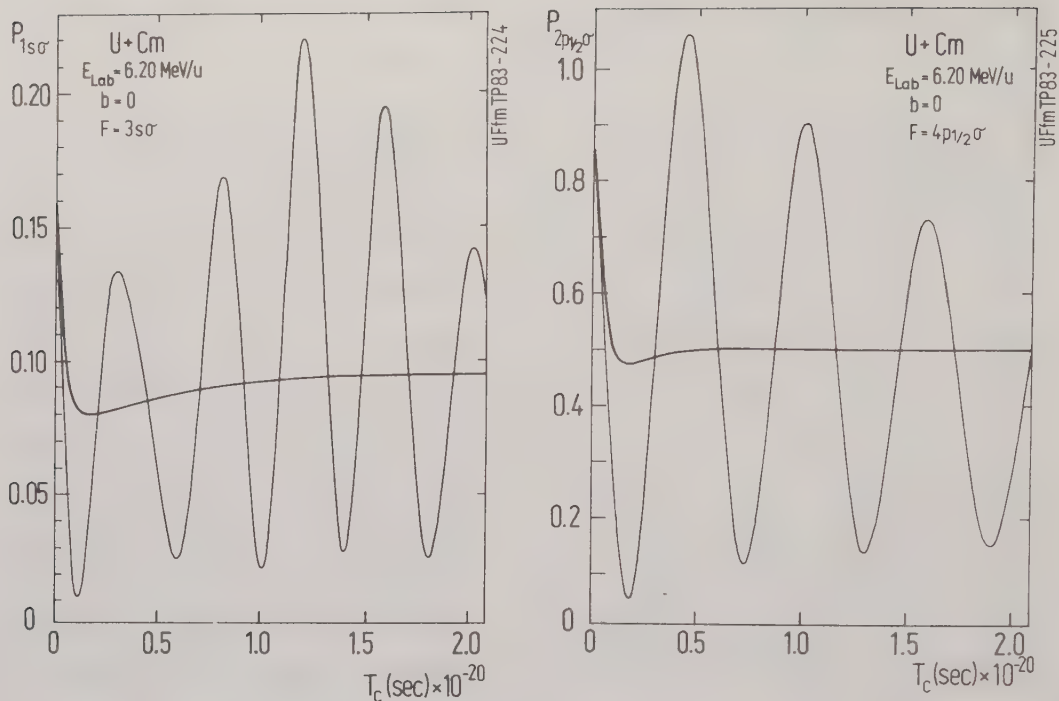


Abb. 5.7: Lochraten in den molekularen $1s\sigma$ - (Teil a) und $2p_{\frac{1}{2}}\sigma$ -Zuständen (Teil b) im 6.2 MeV/u - U + Cm - Stoß ($b = 0$), als Funktion des Parameters T_c . Die oszillierenden Raten ergeben sich bei der Faltung der Ionisationswahrscheinlichkeiten mit einer δ -förmigen Distribution, $f(T) = \delta(T - T_c)$ (Gl. (5.5)), entsprechend Abb. 4.4 und Abb. 4.5. Bei Annahme einer exponentiellen Zeitverteilungsfunktion, Gl. (5.11) mit $T_c = \hbar/\Gamma_c$, fallen die Lochraten für kleine mittlere Lebensdauern zunächst ebenfalls scharf ab - ein Effekt, der auch experimentell beobachtbar sein sollte. Mit zunehmender Lebensdauer T_c saturieren die Lochraten bei $P \sim .09$ ($\kappa = -1$) bzw. bei $P \sim .5$ ($\kappa = +1$). In [Rei83].

Daten im Hinblick auf die Wahrscheinlichkeitsverteilung nuklearer Reaktionszeiten weiterhin erschweren.

Äquivalent zur Berechnung der Positronenspektren in Abb. 5.3 und 5.4 wurden auch die Erzeugungsraten von Löchern in inneren Schalen des U + Cm - Systems unter dem Einfluß einer exponentiellen Zeitverteilung untersucht. Abb. 5.7 zeigt die $1s\sigma$ - und $2p_{\frac{1}{2}}\sigma$ -Lochraten als Funktion von T_c ($= \hbar/\Gamma_c$), wie sie auch bereits in Abb. 4.4 und 4.5 gezeigt wurden. Bei Verwendung einer exponen-

tiellen Verteilungsfunktion $f(T)$ geht die oszillatorische Struktur der Raten $P_i(T_c)$ völlig verloren. Lediglich der scharfe Abfall in $P_i(T_c)$ bei kleinen Verzögerungszeiten (aufgrund der in Abschnitt 4.3 diskutierten destruktiven Interferenzen) überlebt die Faltung mit $f(T)$ und sollte auf jeden Fall auch experimentell beobachtbar sein.

5.3 Eine quantenmechanische Erweiterung der semiklassischen Beschreibung

Die in Abschnitt 5.2 verwendeten Wahrscheinlichkeitsverteilungen nuklearer Lebenszeiten ließen sich qualitativ im Rahmen eines statistischen Modells mit Hilfe der Ergebnisse von V.L. Lyuboshits [Lyu83] begründen. Sie waren vor allem von Nutzen für die Untersuchung der generellen Eigenschaften einer Faltung atomarer Anregungsprozesse mit nuklearen Zeitverteilungen. In quantitativer Hinsicht stellten sie jedoch recht willkürliche Annahmen dar.

Eine quantenmechanische Erweiterung der bislang verwendeten semiklassischen Beschreibung wurde von U. Heinz, J. Reinhardt et al. [Hei83a,b,c,84] durchgeführt (vgl. auch [Tom83,84]). Die daraus resultierenden Verteilungen für die nuklearen Verzögerungszeiten können zur Faltung atomarer Anregungswahrscheinlichkeiten gemäß Gl. (5.1) verwendet werden. Im folgenden soll zunächst kurz auf das zugrundeliegende quantenmechanische Modell eingegangen werden, anschließend werden die im Rahmen dieser Erweiterung erzielten Ergebnisse bezüglich der Positronenproduktion im zeitverzögerten Schwerionenstoß diskutiert.

Der nukleare (quasi-) elastische Streuprozess wird, im Gegensatz zur in dieser Arbeit sonst verwendeten semiklassischen Beschreibung, nunmehr quantenmechanisch behandelt, wobei die Annahme, daß atomare und nukleare Anregungen in räumlich getrennten Regionen stattfinden, die Beschreibung der Anregungsprozesse wesentlich erleichtert. Zeitverzögerungseffekte können dadurch auftreten, daß das (nukleare) Streupotential eine Tasche aufweist und somit die Bildung von Kernmolekülen erlaubt. In Anlehnung an Ergebnisse von [Rho83,Sei83,Hes84] soll die Tasche genügend tief sein, um $N \geq 1$

Vibrationszustände der Energien E_n ($n = 1, \dots, N$) aufnehmen zu können. Jeder Vibrationszustand ist Kopf einer Bande von Rotationszuständen der Energien $E_{n\ell} = E_n + \chi\ell(\ell+1)$ mit Breiten $\Gamma_{n\ell}$. Letztere bestimmt man näherungsweise als semiklassische Tunnelwahrscheinlichkeiten durch eine parabolische Potentialbarriere [Hei83b,84]. Da das Trägheitsmoment des Riesenkernmoleküls sehr groß ist ($\chi \sim .7$ keV), liegen die Rotationszustände dicht beieinander: Sofortige Spaltung tritt deshalb erst bei Drehimpulsen ℓ größer als einige hundert $\hbar$ ein.

Aufgrund der endlichen Energiebreite ΔE des Schwerionenstrahls kann eine Vielzahl an Rotationsresonanzen angeregt werden. Der nukleare Wirkungsquerschnitt muß folglich bezüglich dieser Breite gemittelt werden [Hei83b]. Dies ist nicht nur von praktischer, sondern auch von konzeptioneller Bedeutung, da hierdurch die Autokorrelationsfunktion für die nukleare Streuamplitude eingeführt wird [Tom83]:

$$(5.18) \quad A_{\ell'\ell}(E',E) = \langle S_{\ell'}(E') S_{\ell}^*(E) \rangle .$$

Über die Fourier-Transformation der nuklearen Autokorrelationsfunktion erhält man die Verteilungsfunktion der suggestiv [Hei84] definierten nuklearen Zeitverzögerung.

Der Wirkungsquerschnitt der atomaren Anregung $i \rightarrow f$ läßt sich dann als ein Integral über nukleare Verzögerungszeiten T schreiben [Hei83b]:

$$(5.19) \quad \left\langle \frac{d\sigma_{if}}{d\Omega_N}(0) \right\rangle = \int_0^\infty dT |a_{if}(\infty;T)|^2 \frac{d\sigma_{nuc}}{d\Omega_N}(T,0) ,$$

in Analogie zu Gl. (5.1). $|a_{if}(\infty;T)|^2$ beschreibt hierbei wiederum die elektronischen Übergangswahrscheinlichkeiten, deren ℓ -Abhängigkeit, die im interessierenden Bereich relativ 'kleiner' Drehimpulse nur schwach variiert, vernachlässigt wurde. (In den folgenden Überlegungen werden die Werte zu $\ell = 0$ verwendet. Um im Rahmen der bisher getroffenen Näherungen konsistenter zu bleiben, sollten die atomaren Amplituden allerdings besser zu einem, aus der Beschreibung des nuklearen Streuprozesses gewonnenen, mittleren Drehimpuls $\bar{\ell}$ (s.u.) bestimmt werden.) Der nukleare Wirkungsquer-

schnitt ist eine Funktion der Fouriertransformierten $f_{\ell\ell'}^E(T)$ der nuklearen Autokorrelationsfunktion [Hei83b,84]

$$(5.20) \quad \frac{d\sigma_{\text{nuc}}}{d\Omega_N}(T, \theta) = \frac{1}{4K^2} \sum_{\ell\ell'} (2\ell+1)(2\ell'+1) e^{2i(\sigma_{\ell'} - \sigma_{\ell})} \cdot P_{\ell} P_{\ell'} f_{\ell\ell'}^E(T) ,$$

in der vereinfachenden Schreibweise für $N = 1$, mit den Coulomb-Streuphasen σ_{ℓ} (deren schwache Energieabhängigkeit ebenfalls vernachlässigt wurde) und dem nuklearen asymptotischen Relativimpuls K .

In der hier diskutierten Beschränkung auf elastische Kernstreuung läßt sich die nukleare Streuamplitude parametrisieren als Produkt von $N \geq 1$ Breit-Wigner-Resonanzen

$$(5.21) \quad S_{\ell}(E) = \prod_{n=1}^N (E - E_{n\ell} - \frac{1}{2}i\Gamma_{n\ell}) / (E - E_{n\ell} + \frac{1}{2}i\Gamma_{n\ell}) .$$

Der so gewonnene nukleare Anregungsquerschnitt spaltet auf in einen direkten (Rutherford-) Streuanteil, einen schnell abklingenden Interferenzterm und in einen Anteil, der die zeitverzögerten Stöße beschreibt

$$(5.22) \quad \frac{d\sigma_{\text{nuc}}}{d\Omega_N}(T, \theta) = \frac{d\sigma_{\text{Ruth}}}{d\Omega_N}(\theta) \delta(T) + \text{Interf. Term} + \frac{d\sigma_{\text{delayed}}}{d\Omega_N}(T, \theta) .$$

Lange nukleare Reaktionszeiten können unter Umständen aufgrund des letzten Terms eine wichtige Rolle spielen. Der Querschnitt dieser Stöße besitzt folgende Form

$$(5.23) \quad \frac{d\sigma_{\text{delayed}}}{d\Omega_N}(T, \theta) = \frac{1}{4K^2} \left| \sum_{\ell} (2\ell+1) e^{2i\sigma_{\ell}} P_{\ell}(\cos\theta) \alpha_{\ell}^E(T) \right|^2 ,$$

mit (in der Vereinfachung für $N = 1$)

$$(5.24) \quad \alpha_{\ell}^E(T) \equiv \sqrt{2\Delta E} \frac{\Gamma_{\ell}}{E - E_{\ell} + \frac{1}{2}i\Gamma_{\ell} + i\Delta E} e^{[-i(E_{\ell} - \frac{1}{2}\Gamma_{\ell})T]}$$

nach Annahme eines Lorentz-Profiles für die endliche Energiebreite ΔE des Schwerionenstrahls. Der Vorteil der hier diskutierten Zeitverteilung $f(T) = d\sigma_{\text{delayed}}(T, \theta) / d\Omega_N$ besteht darin, daß sie bei gegebenem nuklearen Potential analytisch abgeleitet werden kann. Weiterhin besitzt sie bei definierter Verzögerungszeit T eine charakteristische Abhängigkeit von der Einschußenergie E_{Lab} [Hei83c] und dem nuklearen Streuwinkel θ [Hei83b,84]. Diese Eigenschaften sollen weiter unten ausführlich diskutiert werden.

Abb. 5.8a zeigt als Beispiel den nuklearen Wirkungsquerschnitt zeitverzögerter Stöße des $U + Cm$ - Systems, $E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$, in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit T für zwei nukleare Streuwinkel $\theta = 45^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ [Hei83b,84]. (Die Form des nuklearen Streupotentials kann Abb. 5.12 entnommen werden. Die Potentialbarriere liegt bei $R_{\text{max}} \sim 17.35 \text{ fm}$, die nukleare Potentialtasche besitzt ihr um $\Delta V = 20 \text{ MeV}$ tieferes Minimum bei $R_{\text{min}} \sim 15.6 \text{ fm}$. Die Krümmung des Potentials beträgt sowohl im Maximum als auch im Minimum $|\hbar\omega_{\text{Extr}}| = 2 \text{ MeV}$. Bezüglich der verwendeten Parameter zur Beschreibung des nuklearen Streupotentials vgl. auch Fig. 1 in [Hei83b], sowie [Hei84], Kap. 5.)

Wichtig für das Verständnis von Abb. 5.8a ist, daß in den Rechnungen lediglich eine Rotationsbande ($N = 1$) mit einem um 8 MeV unterhalb der Potentialbarriere liegenden Bandenkopf [Hei83b] berücksichtigt wurde. Die auffallendste Eigenschaft des Querschnitts sind die in regelmäßigen Zeitabständen auftretenden hohen Wahrscheinlichkeitsspitzen ('Leuchtturm-Effekt'). Diese lassen sich nur dadurch erklären, daß das Kernmolekül mit einem wohldefinierten mittleren Drehimpuls $\bar{\ell}$ ($\sim 226 \hbar$) rotiert, so daß einem bestimmten Streuwinkel θ eine Reihe von wohldefinierten Verzögerungszeiten T zugeordnet werden kann. Nachfolgende Wahrscheinlichkeitsmaxima werden durch weitere vollständige Drehungen des Kernmoleküls bewirkt. Die Streuung des Projektil- und die des Targetkerns in das betreffende Winkelfenster treten als separate Maxima auf (vgl. $\theta = 45^\circ$, sowie Abb. 5.8b).

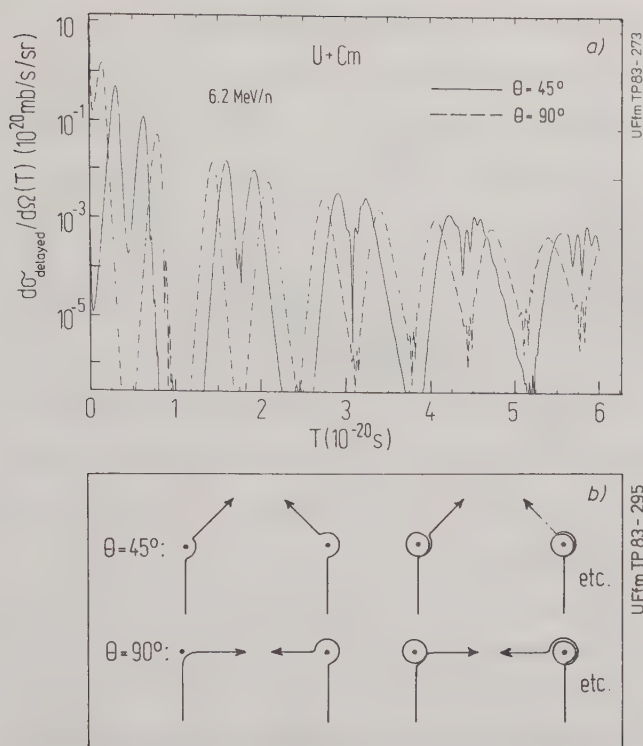


Abb. 5.8: Der nukleare Wirkungsquerschnitt zeitverzögerter quasielastischer 6.2 MeV/u - U + Cm - Stöße als Funktion der nuklearen Verzögerungszeit T für die beiden Streuwinkel $\theta = 45^\circ$ (durchgezogene Linie) und $\theta = 90^\circ$ (gestrichelt) (Teil a). Zur Diskussion des quantenmechanischen Modells und der verwendeten Parameter vgl. Text; die Form

des nuklearen Streupotentials kann Abb. 5.12 entnommen werden. Lediglich eine Rotationsbande wurde berücksichtigt ($N = 1$). Die in regelmäßigen zeitlichen Abständen auftretenden, um bis zu sieben Größenordnungen verstärkten Wahrscheinlichkeitsspitzen lassen sich durch die Rotation des Kernmoleküls mit einem wohldefinierten mittleren Drehimpuls $\bar{\ell}$ ($\sim 226 \hbar$) erklären. Aufgrund der angenommenen Nichtunterscheidbarkeit von gestreutem Projektil- und Targetkern treten separate Maxima im Querschnitt auf (vgl. Teil b). Aus [Hei83b,84].

Die Zerfallsbreite der Rotationsresonanz zu $\bar{\ell} = 226 \hbar$ bestimmt sich zu $\Gamma = 24$ keV, entsprechend einer mittleren Lebensdauer von $\sim 3 \cdot 10^{-20}$ s. Dies erklärt, warum so viele Rotationen in Abb. 5.8a beobachtet werden können. Die durch die Maxima der Verteilungsfunktion definierte Steigung wird allerdings nicht alleine von dieser Breite bestimmt, sondern von der mittleren Breite aller bei einem bestimmten Zeitpunkt T zum Zerfall beitragenden Resonanzen. Deshalb variiert die Zerfalls'konstante' der Envelope von einigen hun-

dert keV bei sehr kleinen Zeiten bis zu ~ 50 keV bei $T \sim 5 \cdot 10^{-20}$ s und ist damit der Verzögerungszeit T ungefähr reziprok.

Die Tatsache, daß das nukleare Molekül scheinbar dominant in Zustände nahe $\bar{\ell} \sim 226 \hbar$ angeregt wird, ist für die nachfolgenden Betrachtungen von großer Bedeutung. Die intuitive Erklärung für diesen Sachverhalt besteht darin, daß der Resonanzzustand mit $\ell = \bar{\ell}$ knapp unterhalb der effektiven Barriere liegt. Deshalb wird die Zerfallsbreite von Zuständen zu größeren Drehimpulsen ℓ sehr rasch größer; diese Zustände zerfallen sehr schnell und tragen nichts zum nuklearen Wirkungsquerschnitt bei langen Reaktionszeiten bei. Umgekehrt besitzen die Resonanzen viel kleinerer Drehimpulse, $\ell \ll \bar{\ell}$, sehr kleine Breiten Γ_ℓ und damit eine nur geringe Wahrscheinlichkeit, überhaupt angeregt zu werden.

Es läßt sich allerdings zeigen, daß in der Tat eine Vielzahl von Rotationszuständen zur Zeitverteilungsfunktion in Abb. 5.8a beiträgt. So besitzt $d\sigma_{\text{delayed}}(T, \theta) / d\Omega_N$ bei festgehaltenem T keinesfalls ein $|P_\ell(\cos\theta)|^2$ -Verhalten, sondern weist Maxima bei den Winkeln $\theta = \omega T$ auf. ω entspricht hierbei der wohldefinierten Kreisfrequenz eines klassischen Rotators.

Dieses Verhalten des nuklearen Riesenmoleküls als klassischer Rotator ist einerseits bedingt durch die kohärente Anregung der Rotationszustände zu Beginn der Reaktion, andererseits durch die im Schwerionenstoß auftretenden großen Trägheitsmomente. Die anfängliche Kohärenz geht allerdings mit wachsender Verzögerungszeit T verloren, da die kurzlebigen angeregten Zustände aussterben. Im Grenzfall langer Verzögerungszeiten nimmt der Aufbruch des Riesenmoleküls deshalb mehr und mehr isotropen Charakter an.

Dieses Verhalten eines klassischen 'Leuchtturms' wird bereits bei kurzen Verzögerungszeiten interferenzbedingt zerstört, wenn mehrere Rotationsbanden mit unterschiedlichen Bandenköpfen zur Wahrscheinlichkeitsverteilung der Verzögerungszeiten beitragen (Abb. 5.9). Der nukleare Wirkungsquerschnitt zeitverzögerter Schwerionenstößen wächst dabei in etwa proportional der Zahl N der berücksichtigten Banden (hier $N = 10$), der Abfall der Envelope erscheint dagegen unverändert [Hei84]. In beiden Fällen ($N = 1$ und $N > 1$) weist der nukleare Wirkungsquerschnitt jedenfalls auch bei langen Verzögerungszeiten große Wahrscheinlichkeiten auf. Inwieweit

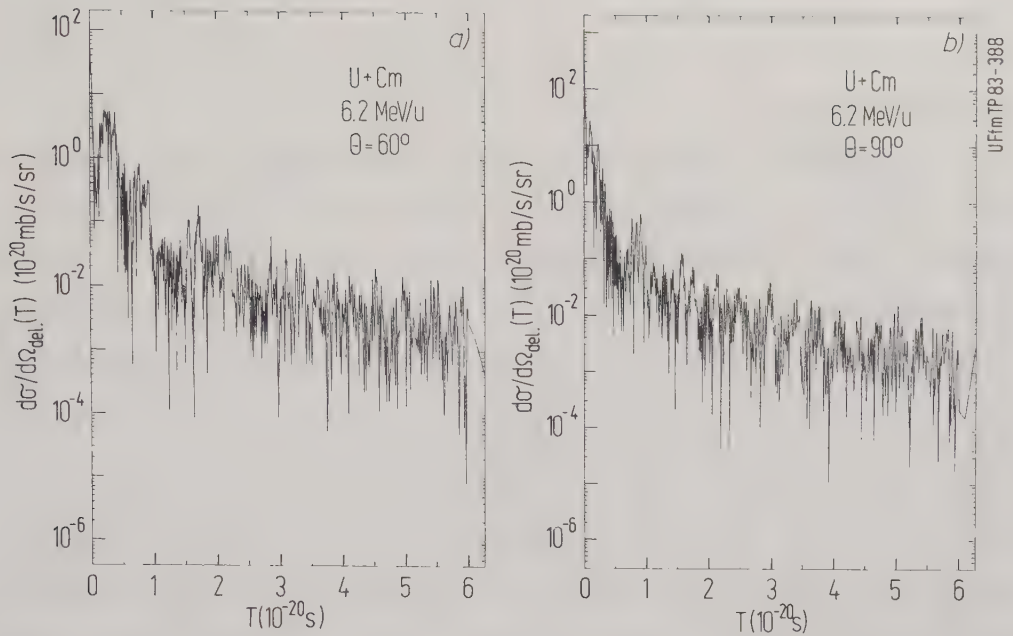


Abb. 5.9: Der nukleare Wirkungsquerschnitt zeitverzögerter Stöße für die beiden Streuwinkel $\theta = 60^\circ$ (Teil a) und $\theta = 90^\circ$ (Teil b). Im Gegensatz zu Abb. 5.8a sind $N = 10$ Rotationsbanden berücksichtigt. Interferenzen zwischen den einzelnen Banden zerstören das klassische 'Leuchtturm-Verhalten' aus Abb. 5.8a. Während der nukleare Wirkungsquerschnitt zeitverzögerter Stöße in etwa proportional der Zahl N der berücksichtigten Banden wächst, bleibt die Abfallkonstante der Einhüllenden nahezu unverändert. Aus [Hei84].

das Entstehen typischer UA-Effekte, wie die spontane Positronenproduktion, dadurch begünstigt wird, soll im folgenden diskutiert werden. Weiterhin ist es von besonderem Interesse, ob die starke Abhängigkeit des verzögerten nuklearen Wirkungsquerschnitts $d\sigma_{\text{delayed}}(T, \theta) / d\Omega_N$ vom Streuwinkel θ auch zu einem winkelspezifischen Verhalten z.B. der gefalteten Positronenspektren führt. Die Integrationsvorschriften, Gl. (5.1) und Gl. (5.23), lassen dies zumindest vermuten. Die Beiträge zweier Zeitskalen sind für die Evidenz der Winkelabhängigkeit allerdings von entscheidender Bedeutung:

(i) die sehr langen Verzögerungszeiten, die zu sehr hohen Positronenerzeugungsraten führen (vgl. Abschnitt 4.4) und damit das atomare Spektrum dominieren (Der nukleare Querschnitt dieser Zeiten ist jedoch isotrop !);

(ii) der relative Beitrag der sehr kurzen Verzögerungszeiten, wie wir in Abb. 5.10 sehen werden. Der nukleare Wirkungsquerschnitt gerade dieser Zeiten ist jedoch sowohl numerisch sehr schwach konvergierend als auch sehr stark abhängig von Form und Parametrisierung des verwendeten nuklearen Streupotentials. Entsprechend unterliegt das Kurzzeit-Verhalten des Querschnitts einer großen, sowohl numerischen als auch modellabhängigen Willkür.

Die Faltung der elektronischen Positronenerzeugungsraten im $U + Cm$ - Stoß ($E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$) mit dem nuklearen Wirkungsquerschnitt gemäß Gl. (5.23) wird zunächst für den Fall einer Rotationsbande ($N = 1$) durchgeführt. Abb. 5.10 zeigt die resultierenden Positronenspektren für drei Schwerionenstreuwinkel $\theta = 45^\circ$, 90° und 135° . Für $\theta = 45^\circ$ und 90° sind die Verteilungsfunktionen der nuklearen Verzögerungszeit Abb. 5.8a zu entnehmen. Mit $\theta = 135^\circ$ nähert man sich dem klassischen Rutherford-Streuwinkel $\theta = \theta(\tilde{\ell}=226\hbar) \approx 151^\circ$. Aufgrund dessen besitzt die nukleare Zeitverteilung bei $T \sim 0$ eine um vier Größenordnungen höhere Wahrscheinlichkeit als in der nächsten lokalen Wahrscheinlichkeitsspitze bei $T \sim 10^{-20} \text{ s}$. Im Zeitfaltungsintegral, Gl. (5.1), sind Verzögerungszeiten bis zu $T = 6 \cdot 10^{-19} \text{ s}$ berücksichtigt. Sämtliche Spektren sind normiert auf den Rutherford-Streuquerschnitt für den betreffenden nuklearen Streuwinkel θ .

Für $\theta = 45^\circ$ ist der Beitrag kleiner Reaktionszeiten T an der Gesamtemissionsrate in der Nähe der Resonanzenergie verschwindend gering. So entspricht einer oberen Integrationsgrenze im Faltungsintegral Gl. (5.23) von $T = 2 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ eine maximale differentielle Positronenausbeute von $dP_e^+/dE_e^+|_{\text{max}} < 10^{-11} \text{ keV}^{-1}$. Der Hauptbeitrag rührt also von langen Verzögerungszeiten her und bedingt deshalb auch das Herauswachsen der spontanen Positronenlinie. Interessant erscheint in diesem Zusammenhang auch, wie aufgrund eines Wahrscheinlichkeitsminimums im nuklearen Wirkungsquerschnitt zwischen zwei Verzögerungszeiten die über T integrierte Positronenausbeute in dieser Zeitspanne 'stillzustehen' scheint. Wie Abb. 5.8a

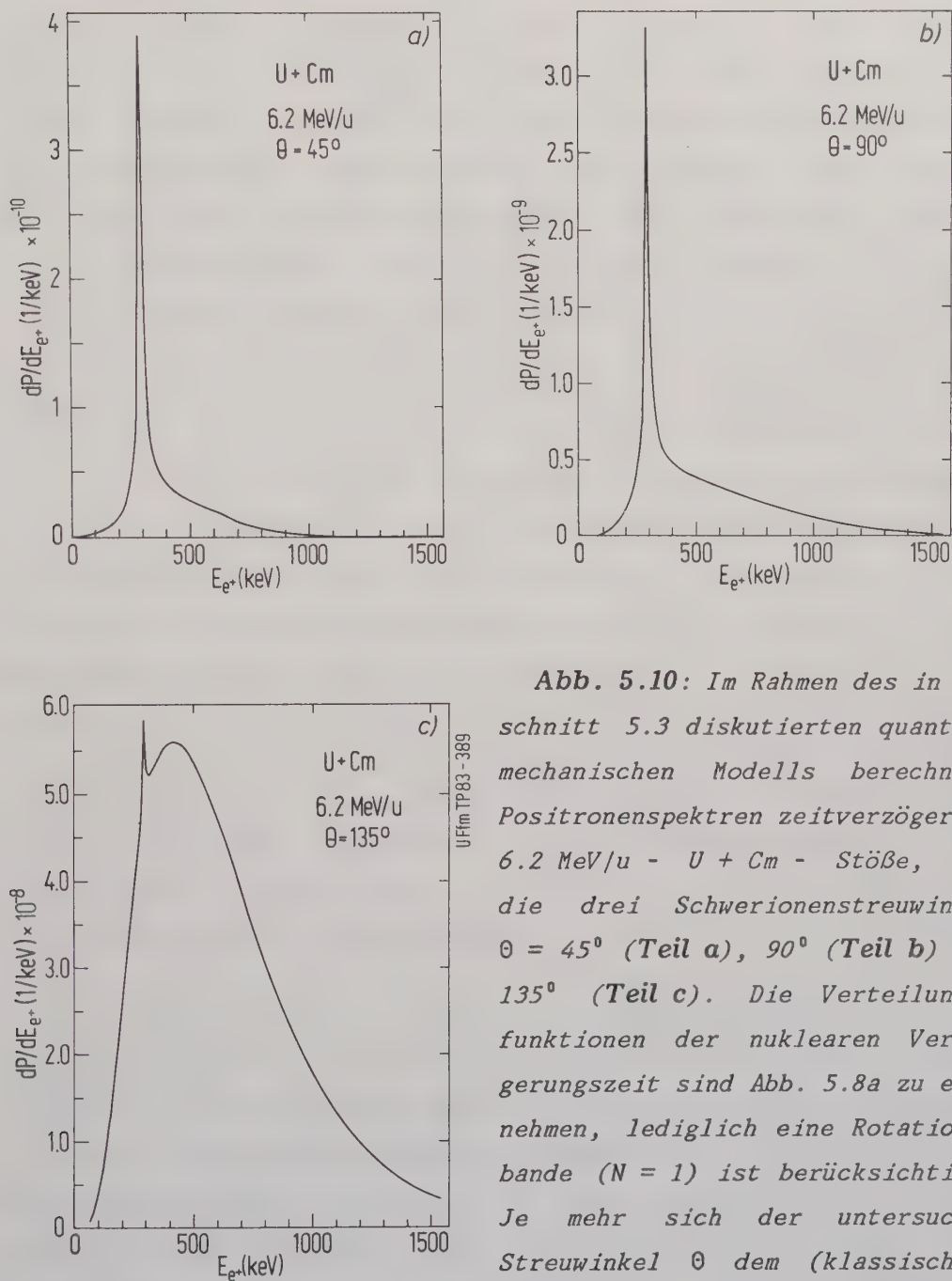


Abb. 5.10: Im Rahmen des in Abschnitt 5.3 diskutierten quantenmechanischen Modells berechnete Positronenspektren zeitverzögerter 6.2 MeV/u - U + Cm - Stöße, für die drei Schwerionenstreuwinkel $\theta = 45^\circ$ (Teil a), 90° (Teil b) und 135° (Teil c). Die Verteilungsfunktionen der nuklearen Verzögerungszeit sind Abb. 5.8a zu entnehmen, lediglich eine Rotationsbande ($N = 1$) ist berücksichtigt. Je mehr sich der untersuchte Streuwinkel θ dem (klassischen) Rutherford-Streuwinkel $\theta(\bar{\chi} = 226^\circ) \approx$

151° nähert, desto stärker wird das Aussehen der Positronenspektren von den Beiträgen kleiner nuklearer Verzögerungszeiten bestimmt. Der Querschnitt in der spontanen Positronenlinie ist allerdings nahezu unabhängig vom Streuwinkel θ . In [Hei84].

entnommen werden kann, ist dies für $\theta = 45^\circ$ beispielsweise zwischen $T \sim 8 \cdot 10^{-21}\text{s}$ und $T \sim 13 \cdot 10^{-21}\text{s}$ der Fall.

Für $\theta = 90^\circ$ ist dieses Verhalten geringfügig schwächer ausgeprägt: Zwar liefern kleine Verzögerungszeiten bereits $\gtrsim 15\%$ der Gesamtrate in der Nähe der Resonanzenergie, doch auch hier ist die Linienstruktur bei einer rund zehnmal höheren Gesamtwahrscheinlichkeit gut sichtbar. Eine völlig andere Situation ist dagegen für $\theta = 135^\circ$ gegeben: der Beitrag kleiner Reaktionszeiten $T \sim 0$ dominiert aufgrund des um vier Größenordnungen größeren nuklearen Wirkungsquerschnitts (s.o.) das Positronenspektrum, die spontane Positronenlinie tritt nur noch sehr schwach hervor. Dieses Verhalten ist umso ausgeprägter, je weniger θ vom klassischen Rutherford-Streuwinkel $\theta = \theta(\bar{\ell}=226\text{h}) \sim 151^\circ$ abweicht.

Betrachtet man allerdings alleine den von der spontanen Positronenlinie getragenen Querschnitt, so ist dieser nahezu unabhängig vom Streuwinkel θ , d.h. die Linie selbst scheint eine mehr oder weniger isotrope Charakteristik zu besitzen. Dies bestätigt die obigen Bemerkungen bezüglich des Langzeit-Verhaltens der nuklearen Verteilungsfunktion und ihrer Wirkung auf atomare Positronenspektren. Da die Evidenz der Positronenlinie andererseits sehr stark vom Kurzzeit-Verhalten des nuklearen Streuquerschnitts $d\sigma_{\text{delayed}}(T, \theta) / d\Omega_N$ abhängt, sei an dieser Stelle nochmals auf die erwähnten Probleme mit der Willkürlichkeit der Verteilungsfunktion bei kleinen Verzögerungszeiten hingewiesen.

Bei der Berücksichtigung mehrerer nuklearer Rotationsbanden ($N > 1$), vgl. Abb. 5.9, hängt es oft entscheidend von der Parameterwahl für Potential, nukleare Resonanzzustände und Schwerionenstrahl ab, ob die resultierende Wahrscheinlichkeitsverteilung nuklearer Verzögerungszeiten ein Positronenspektrum der Form Abb. 5.10a,b oder der Form Abb. 5.10c liefert. Die aus den Verteilungsfunktionen Abb. 5.9 resultierenden Positronenspektren sind in Abb. 5.11 aufgetragen. Das qualitative Verhalten der Spektren aus Abb. 5.10a und b hat keine allzu starken Veränderungen erfahren, wenngleich der Beitrag kurzer Reaktionszeiten $T \sim 2 \dots 5 \cdot 10^{-21}\text{s}$ (also Zeiten, in denen sich eine spontane Linie noch nicht ausgeprägt hat) zu einem wesentlich dominanteren 'Untergrundspektrum' emittierter Positronen führt (vgl. Abb. 5.10b mit Abb. 5.11b). Das

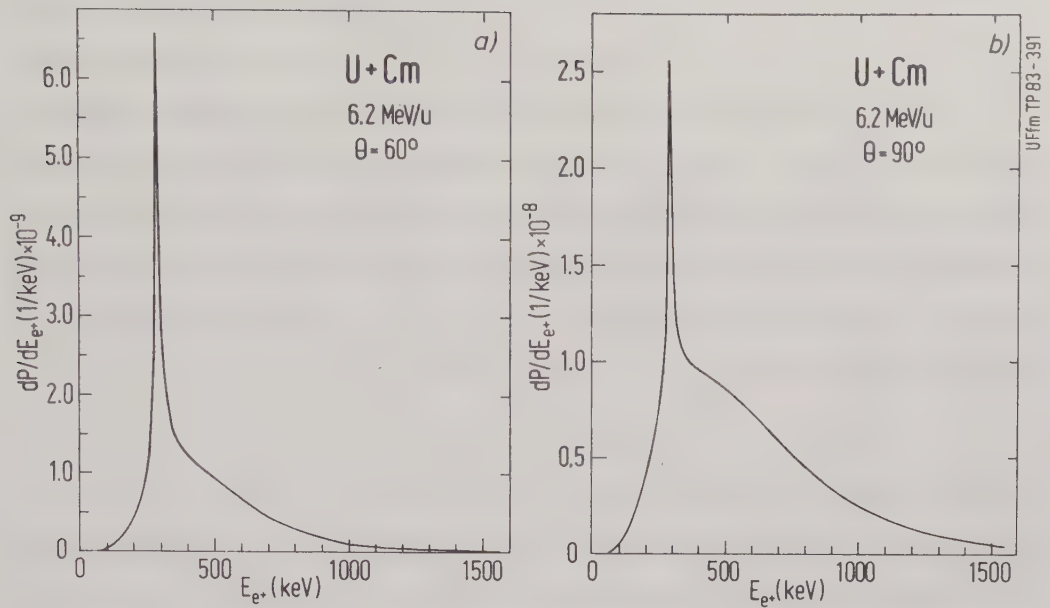


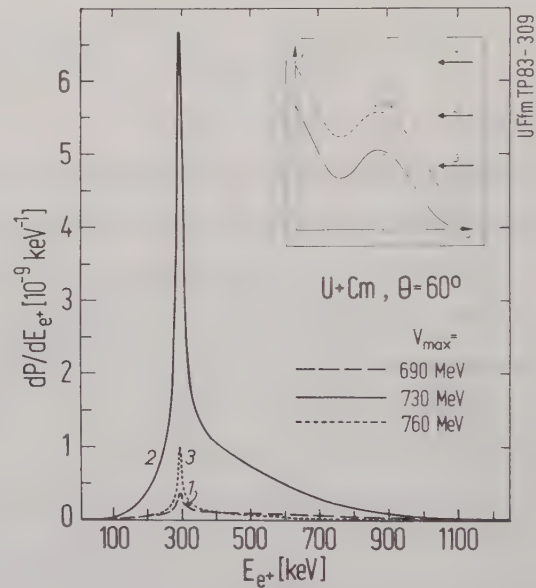
Abb. 5.11: Positronenspektren wie in Abb. 5.10, diesmal unter Verwendung der nuklearen Zeitverteilungsfunktionen aus Abb. 5.9, d.h. für $N = 10$. Die Berücksichtigung von $N > 1$ Rotationsbanden zerstört somit zwar das 'Leuchtturm'-Verhalten des nuklearen Wirkungsquerschnitts, nicht jedoch das Auftreten linienartiger Strukturen im Positronenspektrum aufgrund des spontanen Paarerzeugungsprozesses. In [Hei84].

heißt jedoch, daß die Existenz oder Nicht-Existenz des nuklearen 'Leuchtturm-Effekts', wie er sich bei der Berücksichtigung lediglich einer Rotationsbande ergab (Abb. 5.8) und für $N > 1$ wieder verschwand (Abb. 5.9), keinerlei (qualitativen) Auswirkungen auf die Positronenspektren besitzt. Die Tatsache, daß die Abfallkonstante für die beiden Fälle $N = 1$ und $N > 1$ in etwa die gleiche ist, führt stattdessen zur beschriebenen Ähnlichkeit der entsprechenden Positronenspektren.

Eine weitere wichtige Eigenschaft der quantenmechanischen Erweiterung der semiklassischen Theorie besteht in einer signifikanten Abhängigkeit der berechneten Positronenspektren von der Einschußenergie E_{Lab} des Schwerionenstrahls [Hei83c]. Dies ist in Abb. 5.12 für das $U + Cm$ - Stoßsystem verdeutlicht. Zur Bestimmung der

nuklearen Zeitfaltungsfunktion wird eine Potentialtasche mit $N = 10$ Rotationsbanden verwendet, deren Bandenköpfe 1, 2, ..., 10 MeV unterhalb des Potentialmaximums $V_{\max}$ liegen. Der relevante Parameter $E - V_{\max}$ wird durch ein Verschieben des nuklearen Gesamtpotentials variiert. (Bei einer der experimentellen Realität entsprechenden Änderung der Einschußenergie hätte man die Rechenzeitintensive Berechnung der atomaren Übergangswahrscheinlichkeiten erneut durchführen müssen.) Für die Energieunschärfe des Schwerionenstrahls ist $\Delta E = 5$ MeV angenommen.

Abb. 5.12: Die Auswirkungen einer Variation der Energiedifferenz $E - V_{\max}$ auf Positronenspektren. Untersucht wird das Stoßsystem $U + Cm$ bei einem Streuwinkel von $\theta = 60^\circ$. $N = 10$ Rotationsbanden sind berücksichtigt. Statt der Einschußenergie E_{Lab} des Schwerionenstrahls wird das nukleare Gesamtpotential variiert. Bei der Wahl von $V_{\max} = 690$ MeV (Fall 1) werden vom Strahl le-



diglich Zustände zu größeren Drehimpulsen l und dementsprechend größeren Zerfallsbreiten Γ_{nl} angeregt, die rasch zerfallen und somit nichts zum nuklearen Wirkungsquerschnitt bei langen Reaktionszeiten beitragen. Wird die Potentialbarriere bis auf $V_{\max} = 760$ MeV (Fall 3) angehoben, dann besitzen die im Energiefenster liegenden Zustände nur eine kleine Wahrscheinlichkeit, überhaupt angeregt zu werden. Lediglich der Fall 2, $V_{\max} \lesssim E$, führt zu einem hinreichend großen Beitrag langer Verzögerungszeiten am nuklearen Wirkungsquerschnitt und somit zu einer starken Evidenz für die spontane Positronenlinie bei $E_e^+ \sim 300$ keV. Aus [Hei83c,84].

Die resultierenden atomaren Positronenspektren sind in Abb. 5.12 für die drei Fälle (1) $V_{\max} < E$, (2) $V_{\max} \lesssim E$ und (3) $V_{\max} > E$ dargestellt. Die Linienstruktur spontaner Positronenemission bei $E_e^+ \sim 300$ keV zeigt deutlich ein 'Resonanzverhalten'. Dies wird in Abb. 5.13 anhand der atomaren Anregungsfunktion verdeutlicht. Das Maximum der Positronenlinie besitzt dann den größten Wert, wenn die cm-Energie ~ 20 MeV oberhalb des ($\ell=0$) - Potentialmaximums $V_{\max}$ liegt. Wie oben diskutiert [Hei83b], liegen die für die nukleare Wahrscheinlichkeitsverteilung relevanten Drehimpulse ℓ typischerweise in der Größenordnung von $\sim 200 \hbar$, so daß sich E_{cm} knapp unterhalb der effektiven Potentialbarriere befindet. Die Form der atomaren Anregungsfunktion hängt allerdings entscheidend von den verwendeten Parametern für nukleares Streupotential und Schwerionenstrahl ab: So sollte beispielsweise die Breite der Anregungsfunktion mit kleiner werdender Energieunschärfe des Strahls schmaler werden. Die bisher diskutierten qualitativen Aussagen sollten hiervon jedoch nicht abhängen.

Das diskutierte quantenmechanische Modell [Hei83a,b,c,84] führt zu einer signifikanten Abhängigkeit der Positronenproduktionsrate

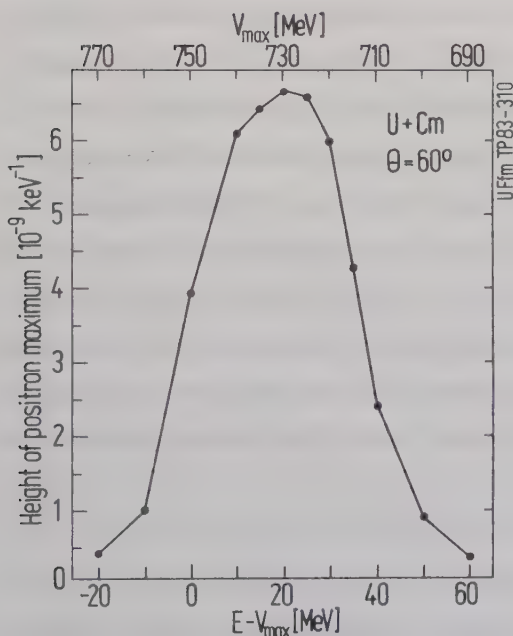


Abb. 5.13: Resonanzverhalten der spontanen Positronenlinie bei Variation der Energiedifferenz $E - V_{\max}$ (vgl. Abb. 5.12). Die Linie erreicht ihren Maximalwert, wenn die cm-Energie ~ 20 MeV oberhalb des ($\ell=0$) - Potentialmaximums $V_{\max}$ liegt, ihre 'Halbwertsbreite' beträgt ~ 40 MeV. Innerhalb von weiteren ~ 20 MeV ist $P_{e^+,\max}$ bereits auf $1/10$ des Maximalwertes bei $V_{\max} \sim 730$ MeV abgefallen. Aus [Hei83c,84].

von der Präparation des Schwerionenstrahls ($E_{\text{Lab}}, \Delta E$). Eine eventuelle Änderung der Linienvidenz mit dem Beobachtungswinkel θ ist dagegen auch theoretisch noch ungesichert. Diese Eigenschaften sind für einen (zunächst qualitativen) Vergleich mit dem Experiment von entscheidender Bedeutung. Interpretiert man nämlich die experimentellen Resultate der Kollaborationen um M. Clemente, Ch. Kozhuharov und P. Kienle [Cle83,84,Kie81,83] und um J. Schweppe, H. Bokemeyer, J.S. Greenberg und D. Schwalm [Gre82a,b,83, Sch83a,Sch84] entsprechend, dann werden die beiden Effekte, also Einschußenergie- und die eventuelle Winkelabhängigkeit der Positronenlinie, zumindest qualitativ durch das Experiment gestützt. Zur Diskussion dieses Sachverhalts vgl. Abschnitt 6.2.

Der absolute Wirkungsquerschnitt der Positronenproduktion zeitverzögerter Stöße liegt aufgrund der bislang verwendeten Modellannahmen allerdings noch um zwei bis drei Größenordnungen niedriger als der aus gewöhnlicher Rutherford-Streuung bekannte Querschnitt, wäre also in einer Darstellung, die sowohl die in Rutherford-Streuung als auch die in zeitverzögerten Stößen erzeugten atomaren Positronen berücksichtigt, kaum erkennbar. Eine wesentliche Verstärkung der spontanen Positronenproduktion läßt sich einerseits mit einer Erhöhung der Anzahl nuklearer Rotationsbanden ($N \gg 1$) erzielen, wobei der Verstärkungsfaktor ungefähr proportional N ist. P.O. Hess [Hes84] errechnete für das Riesenkernmolekül $U + U$ unter Berücksichtigung sämtlicher β - und γ -Vibrationen 612 Bandenköpfe mit weit über 30.000 Rotationszuständen, deren Zerfallsbreiten zwischen 1 keV und 1 MeV liegen.

Andererseits berücksichtigt das quantenmechanische Modell bislang nur elastische Kernstreuung und vernachlässigt somit inelastische Prozesse aufgrund innerer nuklearer Anregungen. Um also die für die spontane Positronenproduktion wichtigen langlebigen Kernresonanzen zu treffen, muß man erst die Potentialbarriere durchtunneln, wobei man aufgrund der hierfür kleinen Wahrscheinlichkeiten viel an Fluß verliert. Berücksichtigte man dagegen den Energieverlust durch innere Anregungen (inelastische Streuung), dann lassen sich zunächst höhergelegene Resonanzen mit größeren Wahrscheinlichkeiten anregen, um schließlich bei Energieverlust zu den langlebigeren, niederenergetischen Resonanzen herabzukaska-

dieren. [Hei83c] nimmt an, daß $\sim 2 - 3$ MeV an innerer Kernanregung genügen könnten, um den oben diskutierten Faktor $\sim 10^3 \dots 10^4$ zu erzielen.

Mit den genannten Einschränkungen führt das hier diskutierte Modell folglich zu qualitativ wichtigen Verbesserungen der theoretischen Beschreibung nuklearer Reaktionen in Schwerionenstößen. Die experimentellen Daten, die diese Betrachtungen initiierten, werden in Abschnitt 6.2 vorgestellt und ausführlich diskutiert.

5.4 Konversionsprozesse in Riesenkernen - Ein klassisches Bild

Bisher wurde das nukleare Riesenmolekül als ein während der Kernreaktion statisches System behandelt: Bewegungen in der Relativkoordinate der beiden Kerne und damit äquivalent eine Änderung der Kernkonfiguration wurden vernachlässigt. Rotationen des Kernmoleküls waren im Rahmen der hier verwendeten Monopolnäherung des Gesamtpotentials $V_n + V_e$ (vgl. Gl. (2.5) und Gl. (3.1)) und der damit verbundenen Vernachlässigung der Coriolis-Kopplung zwar erlaubt, bewirkten allerdings auch keine Veränderung der atomaren Anregungsprozesse (vgl. zu dieser Problematik auch Kap. 7.4!).

Die innere Dynamik des nuklearen Riesenmoleküls kann allerdings das Spektrum emittierter Positronen durchaus beeinflussen. Eine exakte Beschreibung derartiger Prozesse sollte natürlich nicht in einer semiklassischen Näherung des Streuproblems, Gl. (2.3), erfolgen, sondern aus einer vollquantenmechanischen Reaktionstheorie resultieren. Abschnitt 5.3 [Hei83a,b,c,84] als Erweiterung der Methoden von Feagin und Kocbach [Fea81], Blair und Anholt [Bla82] und McVoy et al. [McV81] stellt hierzu einen ersten Ansatz dar. Trotzdem wird im folgenden der Einfluß innerer Bewegungen auf atomare Anregungen eines überkritischen Kernmoleküls im Rahmen eines (vereinfachten) klassischen Modells untersucht.

Im Sinne des Korrespondenz-Prinzips der Quantenmechanik kann die nukleare Anregung des in einem Schwerionenstoß entstandenen nuklearen Riesenmoleküls als eine harmonische Oszillation des

Systems bezüglich seiner kollektiven Koordinaten verstanden werden. Der Einfachheit halber wollen wir daher annehmen, daß diese Bewegung durch eine zeitabhängige radiale Relativkoordinate $R(t)$ beschrieben werden kann. Ist die Identität der beiden Kerne zumindest noch teilweise erhalten, dann kann $R(t)$ mit dem internuklearen Abstand R aus Gl. (2.5) identifiziert werden, andernfalls beschreibt es, z.B., die Quadrupol-Deformation des Gesamtsystems. Die generalisierte Koordinate $R(t)$ soll dabei mit einer Frequenz ν und Amplitude $R_0 \alpha_0$ um einen Mittelwert R_0 (im folgenden der Minimalabstand $R_{\min}$ einer Stoßkonfiguration) vibrieren ($\hbar = 1$):

$$(5.25) \quad R(t) = R_0 (1 - \alpha_0 \sin(2\pi\nu t)) .$$

Der Einfluß einer solchen Bewegung auf die elektronischen Freiheitsgrade kann leicht abgeschätzt werden, wenn man sich auf eine Betrachtung in 1. Ordnung Störungstheorie beschränkt und die Variation der Bindungsenergien und Matrixelemente bei Veränderung der generalisierten Koordinate R vernachlässigt. Aufgrund der Zeitabhängigkeit von $R(t)$ können Übergänge gebundener Elektronen ins Kontinuum ebenso induziert werden wie die Emission eines Positrons durch Auffüllen eines Loches in einer inneren Schale. Besitzt die nukleare Anregung genügend Energie, dann ist auch die Erzeugung von (freien) Elektron-Positron-Paaren denkbar.

Wir wollen uns in dieser Abschätzung auf den Prozeß induzierter und spontaner Positronenproduktion bei gleichzeitigem Auffüllen eines K-Loches beschränken; die später vorgestellten, durch Lösen der gekoppelten Kanalgleichungen (2.10) numerisch erzielten Ergebnisse enthalten allerdings sämtliche Kopplungen. Die entsprechende Übergangsamplitude zur Zeit t berechnet sich zu

$$(5.26) \quad a_{K,E}(t) = - \int_0^t dt' \{ \dot{R} D_{E,K}(R(t')) + i H_{E,K}(R(t')) \} \cdot \\ \cdot \exp \{ -i \int_0^{t'} dt'' (E_K(t'') - E) \} \\ \approx 2\pi\nu R_0 \alpha_0 D \int_0^t dt' \cos(2\pi\nu t') \exp \{ -i\Delta E t' \} \\ - i H \int_0^t dt' \exp \{ -i\Delta E t' \} ,$$

mit $\hbar = 1$. $D \equiv D_{E,K}(R_0)$ und $H \equiv H_{E,K}(R_0)$ sind die radialen bzw. spontanen Matrixelemente beim Mittelwert R_0 der generalisierten Koordinate. Das spontane Matrixelement ist natürlich nur in überkritischen Stoßsystemen von Null verschieden, vgl. Kap. 2. Die Amplitude (5.26) enthält die drei Resonanzterme

$$(5.27) \quad a_{K,E}(T) \approx \frac{1}{2} i 2\pi\nu R_0 \alpha_0 D \cdot \{Z(E-E_K-2\pi\nu) + Z(E-E_K+2\pi\nu)\} \\ + H Z(E-E_K) \quad ,$$

mit der Abkürzung

$$(5.28) \quad Z(\omega) = [1 - \exp i\omega T] / \omega \quad .$$

Bildet man die Übergangswahrscheinlichkeit $|a_{K,E}|^2$, dann erzeugen die drei Terme der Gl. (5.27) bei genügend langen Verzögerungszeiten Maxima bei den (absoluten) Positronenenergien $E_e^+ = E_K$ (spontaner Zerfall) und $E_e^+ = E_K \pm 2\pi\nu$. Bei Vernachlässigung von Interferenzeffekten wächst die integrale Positronenerzeugungsrate in jeder einzelnen dieser drei Linien linear mit der Zeit, $P \approx \Gamma' T$. Für den spontanen Prozeß wurde dies in Kap. 4.4 bereits ausführlich diskutiert, vgl. hierzu auch Gl. (4.7) und (4.8). Γ' ist in diesem Fall durch die charakteristische Zerfallsbreite Γ_{1s} aus Gleichung (2.15) gegeben. Für die beiden zusätzlichen Anregungsprozesse (die ersten beiden Terme in Gl. (5.27)) bestimmt sich Γ' zu

$$(5.29) \quad \Gamma' = \frac{1}{2} \pi |2\pi\nu R_0 \alpha_0 D_{K,E_K \pm 2\pi\nu}|^2 \quad .$$

Offensichtlich beschreiben die beiden ersten Terme in Gl. (5.27) den Austausch eines Energiequants $h\nu$ zwischen den nuklearen und den elektronischen Freiheitsgraden. Befindet sich das nukleare System in einer Vibrationsanregung, dann kann es dadurch in den Grundzustand übergehen, in dem es seine Anregungsenergie z.B. zur Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares verwendet. Das Elektron besetzt dann den leeren $1s$ -Zustand und das Positron gewährleistet die Einhaltung der Energiebilanz. Man kann es auch so sehen: Fin-

det die nukleare Abregung gleichzeitig mit dem elektronischen spontanen Zerfallsprozeß statt, dann wird die Positronenlinie um den Betrag der Vibrationsenergie hin zu höheren kinetischen Energien verschoben. (Ohne diese zusätzliche nukleare Energie hätte man ausschließlich den spontanen Prozeß.)

Umgekehrt besitzt das atomare Gesamtsystem auch die Möglichkeit, Energie aus den elektronischen Freiheitsgraden in nukleare Anregung zu pumpen, d.h.: der Kern wird in Vibrationsanregungen versetzt, während das Positron mit einer um das Energiequant $h\nu$ kleineren kinetischen Energie emittiert wird. Dieser Prozeß kann natürlich nur dann stattfinden, wenn das emittierte Positron ursprünglich eine kinetische Energie größer als $h\nu$ besaß.

Derselbe Mechanismus kann Übergänge auch zwischen positronischen und nicht 'eingetauchten' gebundenen Zuständen oder zwischen gebundenen Niveaus und dem oberen Kontinuum bewirken. Sollte, per Zufall, die nukleare Anregungsenergie gerade der Differenz der Bindungsenergien zweier gebundener Zustände entsprechen, dann sind natürlich auch Übergänge zwischen diesen möglich.

Durch nukleare Anregungen induzierte elektronische Übergänge sind unter dem Begriff der inneren Konversion wohlbekannt. Im folgenden soll nun kurz dargestellt werden, welche Beziehung zwischen den hier vorgetragenen klassischen Überlegungen und einer realistischen Beschreibung nuklearer E0-Konversion [Chu56,60] besteht. Dies geschieht, indem die Breite Γ' aus Gl. (5.29) mit der quantenmechanisch erzielten E0-Konversionsbreite verglichen wird. Vernachlässigt man die Variation der elektronischen Wellenfunktionen ϕ_j im Bereich des Kernvolumens, dann führt der quantenmechanische Ausdruck für die Konversionsbreite zu

$$(5.30) \quad \Gamma_{\text{konv}}(E0) = 2\pi |1/6 \alpha \phi_E^+(0) \phi_K(0) R_o^2 \rho_{fi}|^2 ,$$

wobei ρ_{fi} das nukleare Monopol-Matrixelement darstellt:

$$(5.31) \quad \rho_{fi} = \sum_{\text{Protonen}} \int d^3r_p \phi_f^*(r_p/R_o)^2 \phi_i .$$

Die Breite Γ' in Gl. (5.29) läßt sich in einer ähnlichen Form darstellen. Unter der vereinfachten Annahme einer sphärischen

Geometrie für die Kernmaterie (d.h.: eine pulsierende, homogen geladene Kugel), schreibt sich das radiale Matrixelement $D_{E,K}$ als

$$\begin{aligned}
 (5.32) \quad D_{E,K} &= \int d^3r \phi_E^+ \partial/\partial R \phi_K \\
 &= 1/(E-E_K) \int d^3r \phi_E^+ \partial V/\partial R \phi_K \\
 &= -1/(\hbar v) \int_0^R r^2 dr \phi_E^+ 3/2 (Z\alpha/R^2) (1-(r/R)^2) \phi_K .
 \end{aligned}$$

Vernachlässigt man auch für diesen Ausdruck die Variation der elektronischen Wellenfunktionen im Kernvolumen, dann führt Gl. (5.32) zu

$$(5.33) \quad D_{E,K} \approx -1/(5\hbar v) \phi_E^+(0) \phi_K(0) Z\alpha R$$

oder ($R \sim R_0$, $\hbar = 1$)

$$(5.34) \quad \Gamma' \approx 2\pi |1/10 \phi_E^+(0) \phi_K(0) R_0^2 \alpha_0 Z\alpha|^2 .$$

Die nahe Verwandtschaft zwischen Gl. (5.30) und Gl. (5.34) ist offensichtlich. Für kollektive Anregungen ist das Matrixelement ρ_{fi} proportional der Anzahl der Protonen Z und der Kopplungsstärke zwischen den nuklearen Zuständen Φ_i und Φ_f . Wenn nun die Änderung des mittleren nuklearen Radius $(\langle r^2 \rangle_f - \langle r^2 \rangle_i)^{1/2}$, wie man es für ein einfaches Oszillatormodell berechnen würde, mit der klassischen (Vibrations-) Amplitude $R_0 \alpha_0$ identifiziert wird, dann findet man, daß die Breiten in Gl. (5.30) und (5.34) bis auf einen Faktor der Größenordnung 1 identisch sind.

Entsprechende numerische Ergebnisse wurden im Rahmen des gekoppelten Kanalgleichungssystems, Gl. (2.10), erzielt. Die elektronischen Übergangsamplituden im einlaufenden Teil der nuklearen Trajektorie werden über $t = 0$ hinaus bis $t = T/2$ weiterintegriert. Da Energie- und Drehimpulsdissipation vernachlässigt sind (trotz der Anregung innerer nuklearer Freiheitsgrade; vgl. hierzu jedoch auch die Überlegungen in Abschnitt 5.1), können dieselben Amplituden auch für den auslaufenden Streustaat verwendet werden, die

Verknüpfung geschieht schließlich mit Hilfe der Einheitsmatrix $A_{kk'}(T) = \delta_{kk'}$ (vgl. Kap. 4.2).

Untersucht wird das $U + U$ - System, $F = 3$, bei einer Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$ und einem Stoßparameter $b = 0$. Effekte aufgrund elektronischer Abschirmung, vgl. Kap. 3, sind vernachlässigt. Der internukleare Abstand $R(t)$ wird als generalisierte Koordinate der nuklearen Anregung verwendet und oszilliert hierbei gemäß Gl. (5.25) um einen Mittelwert R_0 , den Minimalabstand R_{min} einer Rutherford-Trajektorie. $h\nu$ ist die Energie des

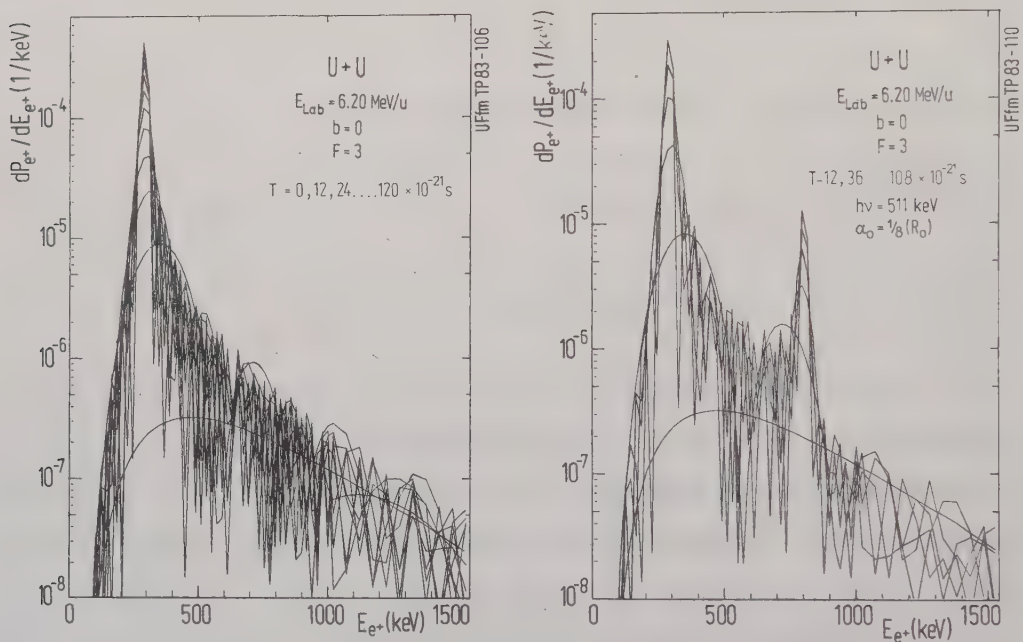
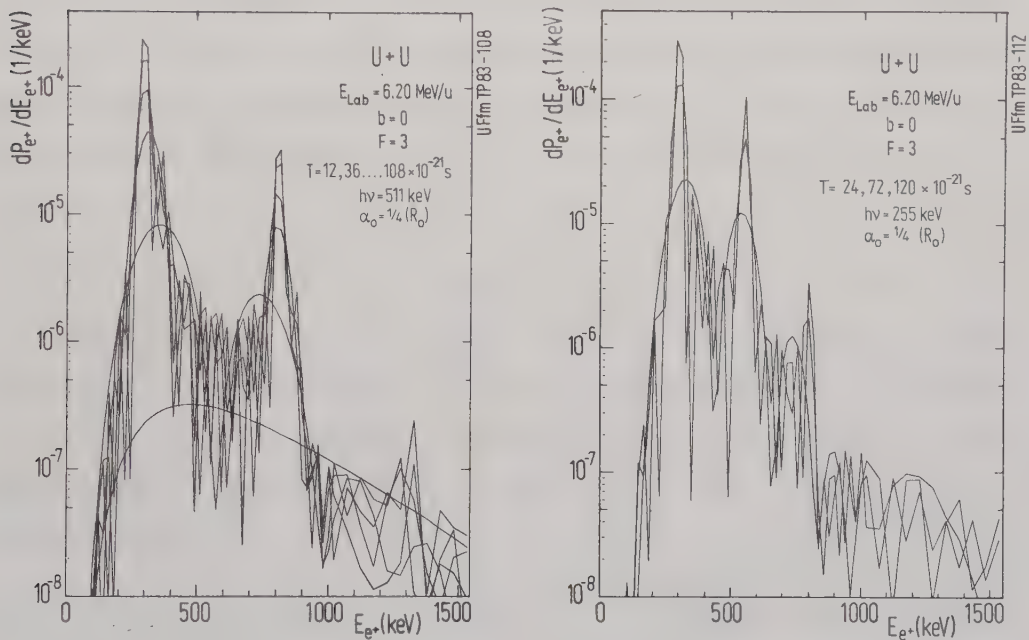


Abb. 5.14: Auswirkungen einer nuklearen $E0$ -Anregung des in einem Schwerionenstoß entstandenen Riesenkernmoleküls auf die atomaren Positronenspektren. Untersucht wird das überkritische Stoßsystem $U + U$ bei einer Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$ und einem Stoßparameter von $b = 0$. Die Fermikante liegt bei $F = 3\sigma, 4p_{\frac{1}{2}}\sigma$, elektronische Abschirmungseffekte sind nicht berücksichtigt. - **Teil a** zeigt die unter Vernachlässigung nuklearer Anregungen berechneten Positronenspektren bei Verzögerungszeiten $T = 0 \dots (\Delta T=12) \dots 120 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ (vgl. Abb. 4.10a). Die Position der spontanen Positronenlinie bei $E_e^+ \sim 300 \text{ keV}$ charakterisiert die Lage der $1s\sigma$ -Resonanzenergie

quantenmechanischen Oszillators, die Reaktionszeit T bestimmt sich zu Vielfachen der nuklearen Schwingungsdauer. Um die qualitativen Effekte besser demonstrieren zu können, beschränken wir uns im folgenden auf die Beiträge des $s_{\frac{1}{2}}$ -Kanals zum Positronenspektrum. (Im unterkritischen $p_{\frac{1}{2}}$ -Kanal könnten lediglich Kopplungen des ersten Typs aus Gl. (5.27), also zu $E_e^+ = E_K + 2\pi\nu$, beitragen.)

Positronenspektren bei unterschiedlicher Wahl des Parametersatzes $\{\alpha_0, \nu\}$ sind in Abb. 5.14 in einem logarithmischen Plot und in Abb. 5.15 linear aufgetragen. Der jeweilige Teil a der beiden Abbil-



im unteren Kontinuum. - Teil b bis d: α_0 beschreibt die Maximalauslenkung der generalisierten Koordinate R (in Einheiten von R_0) vom Mittelwert R_0 (hier der Rutherford'sche Minimalabstand R_{min}), $h\nu$ die Anregungsenergie des nuklearen Systems. Der Vergleich der Abbildungsteile b und c zeigt, daß α_0 die Kopplungsstärke zwischen nuklearen und elektronischen Freiheitsgraden charakterisiert; der Transfer von einem oder auch mehreren Energiequanten aus der Vibrationsenergie des Kernmoleküls in die elektronischen Freiheitsgrade führt zu dem Herauswachsen höherenergetischer Positronenlinien im Spektrum.

dungen zeigt die aus Kap. 4.4 bekannten Positronenspektren, entsprechend $\alpha_0 = 0$, bei fest vorgegebenen Verzögerungszeiten $T = 0, 12, 24, \dots, 120 \cdot 10^{-21}\text{s}$. Für Teil b werden $\alpha_0 = 1/8$ und $1/\nu = 8 \cdot 10^{-21}\text{s}$, entsprechend einer nuklearen Vibrationsenergie $h\nu = 511\text{ keV}$, gewählt. In Teil c ist die Vibrationsamplitude verdoppelt ($\alpha_0 = 1/4$), in Teil d außerdem die Vibrationsenergie halbiert ($1/\nu = 16 \cdot 10^{-21}\text{s}$, $h\nu = 255\text{ keV}$). (In unseren Berechnungen ist $h\nu$ ein freier Parameter. Ist die Vibrationsenergie des nuklearen Systems jedoch bekannt, dann ist ν entsprechend zu wählen!)

Wie erwartet, befindet sich in allen vier Abbildungsteilen eine dominante Linie bei der Resonanzenergie $E_e^+ \sim 300\text{ keV}$, deren Ursache im spontanen Positronenproduktionsprozeß zu finden ist. Zusätzlich jedoch erscheint eine zweite, um die nukleare Resonanzenergie $h\nu$ verschobene Positronenlinie bei $E_e^+ \sim 800\text{ keV}$ (Teil b und c) bzw. bei $E_e^+ \sim 550\text{ keV}$ (Teil d). Dies spiegelt die Tatsache wider, daß ein Teil der Vibrationsenergie des Kernmoleküls auf die emittierten Positronen übertragen wurde. Das Herauswachsen einer dritten Positronenlinie bei $E_e^+ = E_K + 2 \cdot 2\pi\nu$, verknüpft mit dem Transfer von zwei Vibrationsquanten in die elektronischen Freiheitsgrade, ist in Teil c und d deutlich sichtbar. (Für Positronenenergien größer als $\sim 1000\text{ keV}$ wurden in den Berechnungen weniger Stützpunkte verwendet, deshalb sind in diesem Bereich etwaige Strukturen weniger gut zu erkennen.)

Hält man den Vorfaktor α_0 der Vibrationsamplitude konstant, dann steht die Intensität der zweiten Linie in linearer Abhängigkeit zur Höhe der spontanen Positronenlinie, wobei die Energiebreiten in etwa dieselben sind. Die Oszillationsstrukturen zwischen den einzelnen Linien rühren von den, in der Diskussion von Gl. (5.27) vernachlässigten Interferenzeffekten her.

Der Vergleich der Abb. 5.14b mit 5.14c zeigt den Einfluß des Parameters α_0 : Mit wachsendem α_0 kommt die zweite Positronenlinie immer stärker zum Vorschein, α_0 spielt also die Rolle der Kopplungsstärke zwischen nuklearen und elektronischen Freiheitsgraden, vgl. hierzu Gl. (5.34).

Die hier geführte Untersuchung von Konversionsprozessen erscheint zunächst als ein rein akademisches Problem, da diese Prozesse in Kernen des gewöhnlichen Teils des Periodensystems relativ

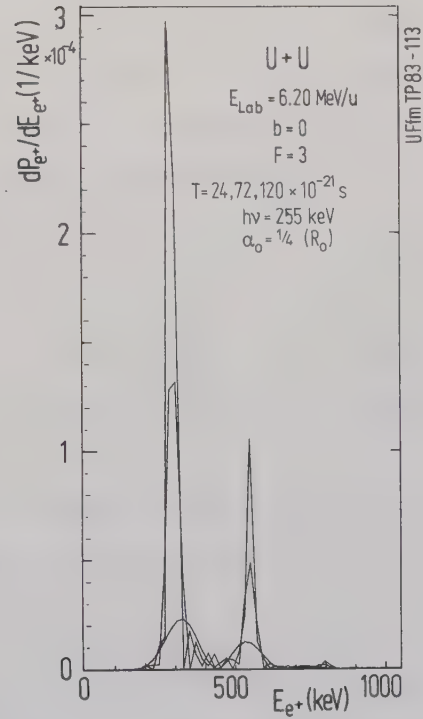
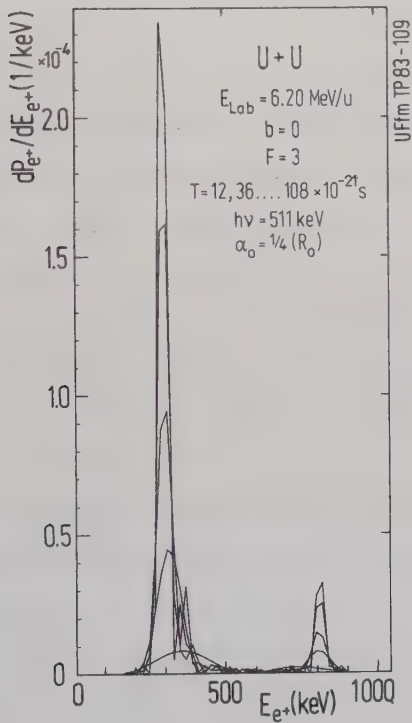
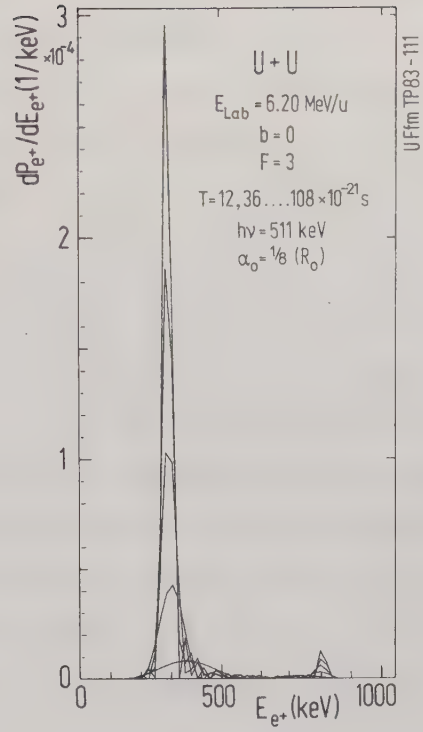
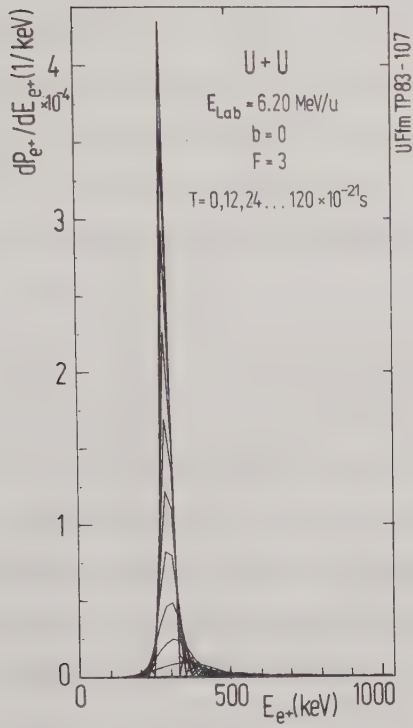


Abb. 5.15: Wie in Abb. 5.14, allerdings in linearer Auftragung. Das Herauswachsen der um $h\nu$ energiewerschoenen Satellitenstrukturen wird auf diese Weise noch deutlicher. In [MüU83a].

langsam ablaufen ($\gtrsim 10^{-12}\text{s}$, d.h. $\Gamma_{\text{konv}} \lesssim 10^{-3} \text{ eV}$). Nun sind allerdings in überschweren Atomen die elektronischen Wellenfunktionen von gebundenen und Kontinuumszuständen sehr stark kontrahiert und besitzen dementsprechend einen großen Überlapp mit den Kernwellenfunktionen. Dies kann zu einer bemerkenswerten Erhöhung der Konversionsprozesse führen: Beim Übergang von einem einfachen Urkern zu einem Riesenkern mit $Z = 184$ wächst, unter der Annahme konstanter nuklearer Dichte, die Breite der E0-Konversion $\Gamma_{\text{konv}}(\text{E0})$ um mehr als fünf Größenordnungen! Je nach Stärke des nuklearen Matrixelements kann für die hier betrachteten nuklearen Riesensysteme die Breite des Konversionsprozesses also die spontane Zerfallsbreite erreichen. In diesem Fall müssen Konversionsprozesse beachtet werden, wobei die hier beschriebenen, im Rahmen einer semiklassischen Approximation erzielten Ergebnisse sicher nur qualitativen Charakter besitzen. Eine quantenmechanische Erweiterung der Theorie scheint somit unerlässlich [Sc84].

6. EXPERIMENTELLE EVIDENZEN FÜR SCHMALE POSITRONEN-LINIEN IN SCHWERIONENSTÖSSEN UND IHRE MÖGLICHE INTERPRETATION

6.1. Theoretische Grundlagen

Um die Effekte einer modifizierten nuklearen Trajektorie auf atomare Anregungsprozesse auch experimentell studieren zu können, erscheint es sinnvoll, die entsprechenden Anregungswahrscheinlichkeiten nicht integral und unspezifisch, sondern unter geschickt ausgewählten Bedingungen, i.a. also in Koinzidenz zu spezifischen nuklearen Reaktionen zu messen. Ch. Stoller, W. Wölfli, W. Meyerhof und Mitarbeiter [Sto83a,84,Mey84b] bestimmten die K-Loch-Anregungsraten im tiefinelastischen $U + U$ - Stoß bei einer Einschußenergie von 7.5 MeV/u durch die Koinzidenz zu gestreuten Ionen bei hohem Q-Wert. H. Backe, P. Senger, E. Kankeleit et al. [Bac81,83, Sen83a] forderten bei der Messung von atomaren δ -Elektronen- und Positronenspektren tiefinelastischer Schwerionenstöße eine Koinzidenz zu Spaltereignissen. Beide Koinzidenzbedingungen, also Spaltung und hoher Q-Wert, wurden bei einer Messung der δ -Elektronen-Spektren in den Systemen $I + Au$ ($E_{\text{Lab}} = 6.2$ MeV/u) und $I + Bi$ ($E_{\text{Lab}} = 6.6$ MeV/u) von F. Güttner, W. Koenig et al. [Güt83] ausgenutzt. Ein Vergleich der Daten der beiden erstgenannten Experimente mit theoretischen Ergebnissen findet im folgenden Kap. 7 statt.

In diesem Kapitel sollen vielmehr die Eigenschaften atomarer Anregungswahrscheinlichkeiten unter der Bedingung untersucht werden, daß eine Unterscheidung zwischen elastisch und inelastisch gestreuten Ionen nicht möglich ist. In diesem Fall rührt ein kleiner Bruchteil der in einem bestimmten, experimentell definierten Winkelfenster nachgewiesenen Ionen von nuklearen Reaktionen (also mithin von einem kleinen Stoßparameterbereich) her, der dominante Beitrag des Streuquerschnitts ist jedoch der gewöhnlichen Rutherford-Streuung zuzuordnen. Dies stellt einen Spezialfall der in Abschnitt 5.2 diskutierten Faltungsvorschrift atomarer Anregungen mit einer Wahr-

scheinlichkeitsverteilung der nuklearen Zeitverzögerung (Gl. (5.1)) dar.

Reaktionsprozesse, die eine Unterscheidung zwischen Rutherford-gestreuten Projektilen und den an einer Reaktion beteiligten Ionen erschweren, werden im Schwerionenstoß für Einschußenergien nahe der Coulomb-Barriere vermutet. Wie bereits in Kap. 4 diskutiert, kommen die beiden Kerne in diesem Fall während eines sehr zentralen Stoßes nahe zusammen - und zwar mit einer verschwindend geringen kinetischen Energie, die in nukleare Anregungen fließen könnte. Der somit 'kalt' erzeugte Compoundkern könnte anschließend in Projektil- und Targetkern-ähnliche Bruchstücke spalten, deren experimentelle Unterscheidung außerordentlich schwierig wäre.

Unter der Voraussetzung einer genügend tiefen Potentialtasche im nuklearen Streupotential [Rho83, Sei83] läßt sich eine endliche Lebensdauer des Compoundkerns berechnen (vgl. Abschnitt 5.3). Entsprechende Hinweise auf zeitverzögerte Reaktionen (mit $T \gtrsim 10^{-20}\text{s}$) wurden für Stöße schwerer Kerne wie $\text{Kr} + \text{Bi}$ [Dav80], $\text{Kr} + \text{Pb}$ [Str83] und $\text{U} + \text{Ca}$ [Stö82] auch in TDHF-Rechnungen gefunden. (Für das $\text{U} + \text{U}$ - Stoßsystem betragen die Reaktionszeiten im Rahmen dieser Näherung allerdings lediglich $\lesssim 4.5 \cdot 10^{-21}\text{s}$ [Str83].)

Für nukleare Reaktionszeiten $T > 10^{-20}\text{s}$ wäre - überkritische Stoßsysteme vorausgesetzt - die atomare Positronenproduktion ein außerordentlich ergiebiger Prozeß. Läßt sich nun in einem Winkel-fenster θ der Anteil elastischer Rutherford-Streuung am gesamten Wirkungsquerschnitt nicht von dem inelastischen Beitrag trennen, so kann sich im koinzident gemessenen Positronenspektrum über dem glatten 'Untergrund' der in entfernten Stößen ($b = b(\theta)$) emittierten Positronen eine deutliche Linie abzeichnen. Eine erste Abschätzung zeigt, daß unter der Annahme genügend langer Reaktionszeiten bereits ein differentieller Reaktionsquerschnitt von $\lesssim 1\%$ des Rutherford-Querschnitts im betreffenden Winkelfenster genügen würde, um eine solche Linie zu erzeugen.

Behält man die klassische Beschreibung der nuklearen Bewegung bei, dann läßt sich der differentielle Streuquerschnitt schreiben als

$$(6.1) \quad d\sigma/d\theta = \sum_i w_i b_i |db_i/d\theta| ,$$

und der differentielle Querschnitt der Positronenemission bestimmt sich zu:

$$(6.2) \quad d\sigma^e/d\theta = \sum_i w_i P_e^+(b_i, T_i) b_i |db_i/d\theta| .$$

Die Summation schließt alle die Stoßparameter b_i ein, die in das betreffende Winkelfenster θ laufen. Der Wichtungsfaktor w_i repräsentiert die (in einer möglichen Erweiterung der Theorie auch quantenmechanische) Wahrscheinlichkeit, daß diese Streuung auch wirklich erfolgt. Im allgemeinen wären die Positronenamplituden aller nicht unterscheidbaren Stöße, die in das betreffende Winkelfenster laufen, kohärent zu addieren. Entsprechend den Überlegungen in [Rei81b, Hei83a,b] soll dies im folgenden jedoch vernachlässigt werden.

Die Positronenerzeugungswahrscheinlichkeit $P_e^+(\theta)$ ist dementsprechend als das Verhältnis

$$(6.3) \quad P_e^+(\theta) = \frac{\{d\sigma^e/d\theta(\theta) + d\sigma^e/d\theta(\pi-\theta)\}}{\{d\sigma/d\theta(\theta) + d\sigma/d\theta(\pi-\theta)\}}$$

definiert, wobei die zweiten Terme jeweils dann berücksichtigt werden müssen, wenn eine Unterscheidung zwischen Projektil und Targetkern experimentell nicht möglich ist (vgl. auch unten). Für eine grobe Analyse der experimentellen Daten genügt es, die Summation in Gl. (6.1) und (6.2) stellvertretend auf zwei Beiträge zu beschränken: einen für die gewöhnliche Rutherford-Streuung (R) und einen für die nukleare Streuung (N) mit fester Zeitverzögerung T. Die der spontanen Positronenlinie zuzuordnende Wahrscheinlichkeit im Winkelbereich θ läßt sich dann schreiben als:

$$(6.4) \quad P_{sp}(\theta) = \frac{\frac{d\sigma^N}{d\theta}(\theta) P_e^+(T) + \frac{d\sigma^N}{d\theta}(\pi-\theta) P_e^+(T)}{\frac{d\sigma^R}{d\theta}(\theta) + \frac{d\sigma^N}{d\theta}(\theta) + \frac{d\sigma^R}{d\theta}(\pi-\theta) + \frac{d\sigma^N}{d\theta}(\pi-\theta)}$$

$$\approx \frac{\frac{d\sigma^N}{d\theta}(\theta) + \frac{d\sigma^N}{d\theta}(\pi-\theta)}{\frac{d\sigma^R}{d\theta}(\theta) + \frac{d\sigma^R}{d\theta}(\pi-\theta)} P_e^+(T)$$

$$\equiv q P_e^+(T) ,$$

wobei q ein Maß für den relativen Wirkungsquerschnitt der Reaktionen ist, die zu langen Haftzeiten führen.

Um eine Aussage über die Gestalt des Positronenspektrums für alle Streuwinkel θ zu erzielen, benötigt man zusätzlich eine Annahme über die Winkelverteilung $d\sigma^N/d\theta$ der nuklearen Reaktionskomponente. In Kap. 5.3 und in [Hei83b,84] wurde gezeigt, daß die Wahrscheinlichkeitsverteilung der nuklearen Verzögerungszeit nicht für alle Streuwinkel gleich sein muß. Nur im Fall sehr langer Lebensdauern ist es plausibel, einen isotropen Aufbruch des Compoundkerns zu erwarten. Obgleich unter dieser vereinfachenden Annahme eine Linie im Positronenspektrum unter allen Streuwinkeln beobachtet wird, folgt sofort, daß sie unter $\theta_{cm} = 90^\circ$ am stärksten hervortreten sollte. Die auf $\theta_{cm} = 90^\circ$ normierte Intensität der Linie beträgt nämlich nach Gl. (6.4):

$$(6.5) \quad \frac{P_e^+(\theta)}{P_e^+(90^\circ)} \propto 4 \left(\frac{\cos \theta/2}{\sin^3 \theta/2} + \frac{\sin \theta/2}{\cos^3 \theta/2} \right)^{-1} .$$

Dies wird in Abb. 6.1 für das $U + U$ - Stoßsystem, $E_{Lab} = 5.79$ MeV/u, anhand mehrerer Streuwinkel verdeutlicht. Die elektromagnetische Abschirmung, Kap. 3, ist vernachlässigt; der in Rutherford-Stößen emittierte 'Untergrund' atomarer Positronen wurde deshalb um $\sim 25\%$ reduziert [Rei81a,b]. Positronen einer isotrop spaltenden langlebigen Kernreaktion (gestrichelte Linien) mit $T = 4 \cdot 10^{-20}$ s und $q = 2.4 \cdot 10^{-3}$ (für $\theta_{cm} = 90^\circ$) sind gemäß Gl. (6.4) berücksichtigt. Die Integration der gekoppelten Kanalgleichungen (2.10) wurde im Rahmen des Schematischen Trajektorienmodells (s. Abschnitt 4.1) durchgeführt, wobei der internukleare Abstand R_T

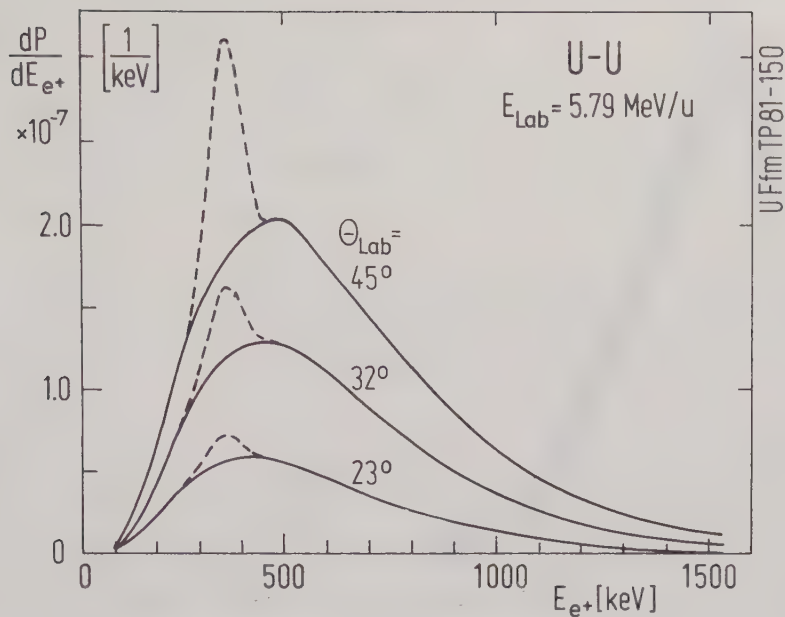


Abb. 6.1: Positronenspektren eines 5.79 MeV/u - U + U - Stoßes. Als Koinzidenzbedingung wird der Nachweis eines gestreuten Urankerns unter einem gegebenen Streuwinkel (hier $\Theta_{\text{Lab}} = 45^\circ$, 32° und 23°) verlangt. Die durchgezogenen Linien charakterisieren den jeweiligen Anteil der in Rutherford-Stößen emittierten Positronen. Werden zusätzlich (Uran-ähnliche) Spaltfragmente einer nuklearen Reaktion unter dem betreffenden Streuwinkel nachgewiesen, dann führen die während dieses Prozesses erzeugten Positronen zu den gestrichelt dargestellten, linienartigen Strukturen. Die hier angenommene Dauer der Kernreaktion beträgt $T = 4 \cdot 10^{-20} \text{ s}$, pro elastisch in das Winkelfenster $\Theta = 45^\circ$ gestreutem Teilchen werden $q = 2.4 \cdot 10^{-3}$ Spaltfragmente nachgewiesen. Bei der Berechnung der Spektren zu $\Theta_{\text{Lab}} = 32^\circ$ und $\Theta_{\text{Lab}} = 23^\circ$ wurde ein isotroper Aufbruch des nuklearen Riesenmoleküls in der Reaktionsebene vorausgesetzt. In [Rei81b].

während der Reaktion (vgl. Abschnitt 4.1) zu einem Wert kleiner 2a schrumpfte. Dies führte zu einer kinetischen Energie in der spontanen Positronenlinie von $E_e^+ = 370 \text{ keV} > E_e^+(2a)$.

Um das glatte, in entfernten Rutherford-Stößen erzeugte Positronenuntergrundspektrum berechnen zu können, muß man wissen, inwieweit der experimentelle Aufbau zwischen nahen und fernen

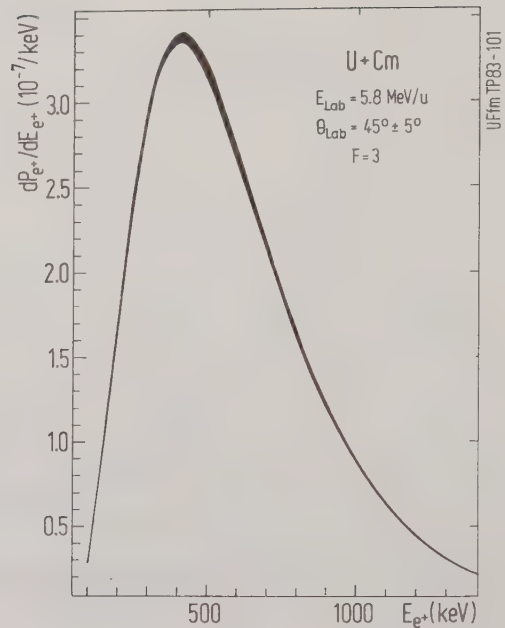
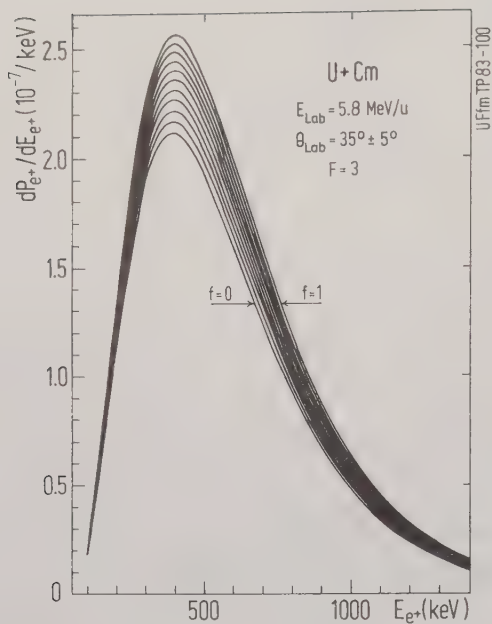
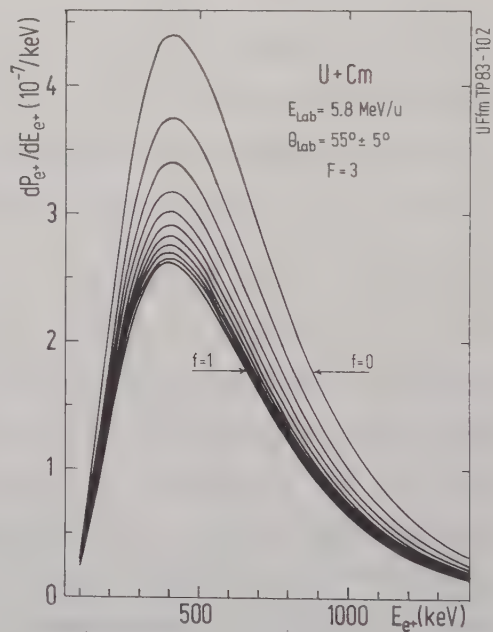


Abb. 6.2: Positronenerzeugungsraten im Stoßsystem $U + Cm$ bei einer Einschußenergie von $E_{Lab} = 5.8 \text{ MeV/u}$. Unter der Annahme einer Rutherford-Streukinemematik wird in den Winkelfenster $\theta_{Lab} = 35^\circ \pm 5^\circ$ (Teil a), $\theta_{Lab} = 45^\circ \pm 5^\circ$ (Teil b) und $\theta_{Lab} = 55^\circ \pm 5^\circ$ (Teil c) mindestens einer der beiden Stoßpartner nachgewiesen. Das Auflösungsvermögen des Detektors in Bezug auf die Unterscheidung zwischen Projektil- und Targetkern, also die Differenzierung zwischen Vorwärts- und Rückwärtsstreuung, ist charakterisiert durch den Parameter f , vgl. Gl. (6.6); f variiert in den drei Abbildungsteilen jeweils zwischen $f = 0$ (optimale Auflösung) und $f = 1$ (keine Separation der beiden Kerne), in Schritten von $\Delta f = .1$. Im Winkelfenster $\theta_{Lab} = 35^\circ \pm 5^\circ$ (Teil a) wächst die Positronenrate mit schwächer werdendem Auflösungsvermögen ($f \rightarrow 1$): den entfernteren Stößen wird ein immer größerer Anteil naher Stöße beigemischt. Erwartungsgemäß führt die Variation des Pa-



Stößen unterscheiden kann. (Dies erscheint prinzipiell unmöglich für symmetrische Stoßsysteme wie $U + U$!) Führt man ein variables Maß f der experimentellen Auflösung zwischen Vorwärts- und Rückwärtssteuung ein, dann bestimmt sich die Emissionswahrscheinlichkeit der in Rutherford-Streuungen emittierten Positronen zu:

$$(6.6) \quad \frac{dP_{e^+}}{dE_{e^+}}(\theta) = \frac{d\sigma^R/d\theta(\theta) \, dP/dE(\theta) + f \, d\sigma^R/d\theta(\pi-\theta) \, dP/dE(\pi-\theta)}{d\sigma^R/d\theta(\theta) + f \, d\sigma^R/d\theta(\pi-\theta)}$$

In symmetrischen Stoßsystemen gilt $f = 1$, bei wachsender Asymmetrie wird sich f (in Abhängigkeit vom Auflösungsvermögen des experimentellen Aufbaus) dem optimalen Wert 0 nähern. Da überkritische Stoßsysteme aus verständlichen Gründen nahezu symmetrische Projektil- und Target-Kombinationen aufweisen, kann es aus experimenteller Sicht außerordentlich schwierig sein, eine vollständige Trennung zwischen Vorwärts- und Rückwärtsstreuung zu erzielen. Um die möglichen Konsequenzen, die auch für die Interpretation experimenteller Daten wichtig sind, zu demonstrieren, zeigt Abb. 6.2 Spektren emittierter Positronen aus einem 5.8 MeV/u $U + Cm$ - Stoß. Die Mittelung über drei Winkelfenster, $\theta = 35^\circ \pm 5^\circ$ (Teil a), $\theta = 45^\circ \pm 5^\circ$ (Teil b) und $\theta = 55^\circ \pm 5^\circ$ (Teil c) erfolgt bei gleichzeitiger Variation des Beimischungsfaktors f (in Schritten von $\Delta f = .1$). Während dies für das mittlere Winkelfenster erwartungsgemäß zu nahezu identischen Spektren führt, bewirkt eine kleine Variation des Faktors f für Winkelfenster $\theta \neq 45^\circ$ u.U. eine starke Veränderung der Emissionswahrscheinlichkeiten. So führt in

rameters f im Winkelfenster $\theta_{Lab} = 45^\circ \pm 5^\circ$ (Teil b) dagegen zu keinerlei drastischen Änderungen. Die Umkehrung des Effektes aus Abbildungsteil a ist im Winkelfenster $\theta_{Lab} = 55^\circ \pm 5^\circ$ (Teil c) zu sehen: die Anregungsraten aus zentralen Stößen werden durch eine (noch so schwache) Beimischung entfernterer Stöße stark herabgedrückt, vgl. den Übergang von $f = 0$ zu $f = .1$. In [MüU83a].

Abb. 6.2c schon der Anstieg von $f = 0$ (volle Auflösung) auf $f = .1$ zu einem steilen Abfall der Produktionsraten, d.h. eine kleine Beimischung vorwärtsgestreuter Ionen drückt die Positronenwahrscheinlichkeiten sehr stark herab. Dies verdeutlicht gleichzeitig das Wechselspiel in Gl. (6.6) zwischen den stark stoßparameterabhängigen Positronenspektren einerseits und dem gegenläufigen Rutherford-Wirkungsquerschnitt andererseits.

Ist das Auflösungsvermögen f eines experimentellen Aufbaus bezüglich vorwärts- und rückwärtsgestreuter Teilchen und somit der Rutherford-Anteil in einem Positronenspektrum bekannt, dann läßt sich umgekehrt aus dem relativen Maß q der nukleare Wirkungsquerschnitt σ^N für eine experimentell vermessene Linie bestimmen

$$(6.7) \quad \sigma^N = \int_{\Omega} 4\pi \left(\frac{d\sigma^N}{d\Omega} \right) d\Omega \geq \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \left(\frac{d\sigma^N}{d\Omega} \right) d\Omega$$

$$= q \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \left(\frac{d\sigma^R}{d\Omega} \right) d\Omega ,$$

mit dem experimentellen Winkelfenster (Ω_1, Ω_2) . Geht man, z.B. mangels experimenteller Befunde, davon aus, daß die nukleare Konfiguration isotrop spaltet, dann erhält man entweder (i)

$$(6.8) \quad \sigma_{iso \Omega}^N = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta \left(\frac{d\sigma^N}{d\Omega}(\theta, \phi) \right) = 4\pi \left\langle \frac{d\sigma^N}{d\Omega} \right\rangle$$

$$\equiv \frac{2q}{2(\cos\bar{\theta}_1 - \cos\bar{\theta}_2)} \cdot \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \left(\frac{d\sigma^R}{d\Omega} \right) d\Omega$$

für einen bezüglich des Raumwinkels isotropen Spaltquerschnitt $\langle d\sigma^N/d\Omega \rangle$, oder (ii)

$$(6.9) \quad \sigma_{iso \theta}^N = \int_0^{\pi} d\theta \left(\frac{d\sigma^N}{d\theta}(\theta) \right) = \pi \left\langle \frac{d\sigma^N}{d\theta} \right\rangle$$

$$\equiv \frac{\pi q}{2(\bar{\theta}_2 - \bar{\theta}_1)} \cdot \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \left(\frac{d\sigma^R}{d\Omega} \right) d\Omega$$

für eine in der Reaktionsebene isotrope Spaltung mit dem differentiellen Querschnitt $\langle d\sigma^N/d\theta \rangle$. $\bar{\theta}_1$ und $\bar{\theta}_2$ kennzeichnen dabei die begrenzenden Winkel im cm-System des Stoßes. Der Vorfaktor $\frac{1}{2}$ rührt von einer hier angenommenen experimentellen Nichtseparierbarkeit zwischen Projektil und Target her, wobei der Rutherford-

Querschnitt dann ebenfalls symmetrisiert werden muß ($f = 1$ in Gl. (6.6)).

Im folgenden Abschnitt 6.2 wird mit Hilfe der hier diskutierten theoretischen Grundlagen ein (teilweise etwas spekulativer) Vergleich mit Ergebnissen zweier experimenteller Gruppen an der GSI Darmstadt geführt.

6.2 Ein teilweise spekulativer Vergleich mit dem Experiment

Die erste Generation der an der GSI Darmstadt durchgeführten Experimente [Bac78,Koz79] zur Bestimmung der Positronenemission in Schwerionenstößen bestätigte die theoretischen Voraussagen (vgl. z.B. die allgemeinen Übersichtsartikel [MüB76b,Rei77,Raf78b], sowie [Rei79,81a]) in wesentlichen Teilen: sowohl die integralen als auch die differentiellen Erzeugungswahrscheinlichkeiten zeigten, abgesehen von einem Normierungsfaktor $\sim 2/3$, eine gute Übereinstimmung zu Ergebnissen von J. Reinhardt et al. [Rei81a]. Die Abhängigkeiten von der Gesamtkernladung des Systems und von den kinematischen Parametern, also der Einschußenergie (in dieser Phase üblicherweise nahe der Coulomb-Barriere) und dem Streuwinkel der Ionen, wurden von der Theorie qualitativ und quantitativ sehr gut beschrieben [Rei81a].

Gleichzeitig bestätigten diese Experimente jedoch auch, daß der dominierende Erzeugungsmechanismus der Positronen in der Dynamik des Schwerionenstoßes zu suchen ist, wie es von der Theorie (vgl. auch Kap. 2) für die gewöhnliche Rutherford-Streuung bereits vorhergesagt worden war. Alle in den ersten Experimenten bestimm- baren Meßgrößen, wie die integrale Positronenrate P_e^+ oder das Energiespektrum der Positronen unter Einschluß aller nachgewie- senen Stöße, enthielten keinen Hinweis auf den spontanen Produk- tionsprozeß. Sophistiziertere experimentelle Aufbauten und wohl- überlegte Koinzidenzmessungen zwischen Positron und gestreutem Teilchen schienen notwendig, um diesen fundamentalen Prozeß auch experimentell zu manifestieren.

Seit dem Jahre 1980 haben zwei experimentelle Gruppen an der GSI Darmstadt unabhängig voneinander eine Reihe von Schwerionensystemen bei Energien nahe der Coulomb-Barriere genauer untersucht und über erste experimentelle Evidenzen für Strukturen in Positronenspektren und andere Besonderheiten bezüglich der Positronenproduktion berichtet [Ber81,Bok81]. Voraussetzung für die Beobachtung derartiger Effekte waren ausgewählte kinematische Bedingungen wie exaktes Einhalten der experimentellen Einschußenergie (auch und insbesondere durch die Verwendung dünner Targets) oder speziell gewählte kleine Winkelfenster für die Streuung von Projektil und Ejektil. Eine Vielzahl von Schwerionensystemen wurde inzwischen untersucht, von den bislang publizierten Daten [Ber81,82,83,Bok81,82,83a,b,Cle83,84,Gre82a,b,83,Kie81,83,Sch83a,Sch84] sollen in dieser Arbeit hauptsächlich die neuesten erörtert werden. Zur Diskussion der etwas älteren experimentellen Spektren sei auf [Rei81b,MüU83c] verwiesen.

6.2a Die globalen Eigenschaften der Positronenproduktion in Theorie und Experiment

Um die Diskussion der spektakuläreren experimentellen Resultate auf eine auch quantitative theoretische Grundlage zu stellen, wird zunächst die Übereinstimmung zwischen Theorie und neueren Experimenten bezüglich der globalen Eigenschaften der Positronenproduktion untersucht. Eine Kooperation der GSI Darmstadt und der Universitäten Frankfurt und Yale [Bok83a,b,c,Cow83,Gre82a,b,83,Gru84,Sch83a,Sch84] führte Messungen zur Emission von Positronen in den Stoßsystemen $U + Pb$ ($E_{Lab} = 5.9 \text{ MeV/u}$), $U + U$ (5.9 MeV/u) und $U + Cm$ (6.05 MeV/u) mit Hilfe des EPOS-Transportsystems [Bok83b] durch. Dieser experimentelle Aufbau kombiniert eine hohe Positronennachweiswahrscheinlichkeit für alle relevanten Positronenenergien mit der simultanen Messung beider gestreuten Teilchen über einen großen Winkelbereich. Der koinzidente Nachweis von Projektil und Ejektil bei den Winkeln θ_1 und θ_2 besitzt entscheidende Vorteile:

(i) Für asymmetrische Systeme, wie $U + Pb$, kann der Stoßparameter aus der (θ_1, θ_2) -Korrelation unter der Annahme einer Rutherford-Kinematik im Prinzip eindeutig bestimmt werden. Das EPOS-Transportsystem ermöglicht diese Unterscheidung zwischen entfernten, mittleren und nahen Stößen bis zu einem gewissen Grade.

(ii) In symmetrischen Systemen wie $U + U$ ist die Trennung zwischen Vorwärts- und Rückwärtsstreuung zwar prinzipiell nicht möglich, nichtsdestoweniger kann z.B. Information über den Energieverlust während der Stoßes (Q-Wert einer möglichen Reaktion) gewonnen werden. In der Notation

$$(6.10) \quad \Sigma\theta = \theta_1 + \theta_2, \quad \Delta\theta = \theta_1 - \theta_2$$

sind für symmetrische Stoßsysteme Abweichungen vom elastischen Streukanal besonders leicht zu erkennen, da in diesem Fall $\Sigma\theta \neq 90^\circ$.

Kürzlich publizierte experimentelle Daten der EPOS-Kollaboration zur Positronenproduktion ([Sch84], sowie [Bok83c, Cow83]) sind in Abb. 6.3 für die drei Schwerionenstoßsysteme $U + Pb$ (Teil b), $U + U$ (Teil c) und $U + Cm$ (Teil d) als Funktion der kinetischen Positronenenergie aufgetragen. Gemessen wurde in Koinzidenz zu gestreuten Kernen in dem sehr weiten Winkelfenster $\theta_{Lab} = 45^\circ \pm 20^\circ$, was nahezu totale Positronenraten liefern sollte. Während die ersten beiden Spektren (Teil b und c) in 5.9 MeV/u - Kollisionen bestimmt wurden, untersuchte die GSI-Yale-Frankfurt - Kollaboration das überkritische System $U + Cm$ bei einer Einschußenergie von $E_{Lab} = 6.05$ MeV/u. Man sollte allerdings anmerken, daß die verfügbare kinetische Energie während eines Schwerionenstoßes aufgrund von Streuungen im Targetmaterial im Mittel kleiner als die ursprüngliche Einschußenergie (hier 6.05 MeV/u) sein kann. Erste Abschätzungen für das Stoßsystem $U + Cm$ lauteten auf ~ 5.8 MeV/u. Für diese Energie wurden die theoretischen Positronenerzeugungsraten auch berechnet. Inzwischen ist man sich bezüglich dieser Abschätzung aufgrund der starken, mit der Strahlzeit zunehmenden Inhomogenität des Targetmaterials allerdings nicht mehr so sicher.

Zum Vergleich ist in Abb. 6.3a das sogenannte nukleare Untergrundspektrum der Positronen eines $U + Sm$ - Stoßes ($Z_U = 154$)

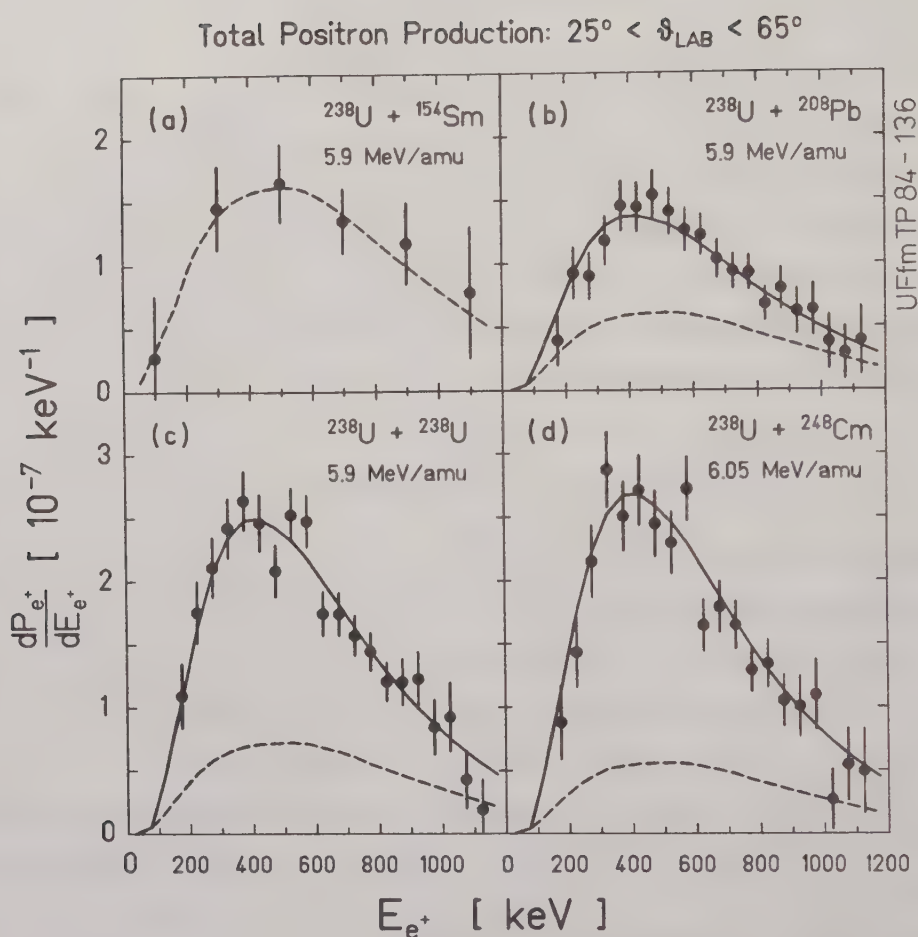


Abb. 6.3: Vergleich der experimentellen, in einem Ionen-Streufenster von $25^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 65^\circ$ bestimmten Positronenerzeugungsraten [Sch84; Bok83c; Cow83] mit theoretischen Werten. Zu dem, aus dem simultan gemessenen γ -Spektrum deduzierten, nuklearen Untergrundspektrum (gestrichelt) werden die theoretischen atomaren Raten hinzuaddiert (durchgezogene Linien). Untersucht wird ein Spektrum ausschließlich nuklearen Ursprungs ($U + \text{Sm}$, $E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$, Teil a), das Spektrum der unterkritischen $U + \text{Pb}$ - Kollision ($E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$, Teil b) sowie die Spektren der überkritischen Stoßsysteme $U + U$ ($E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$, Teil c) und $U + \text{Cm}$ ($E_{\text{Lab}} = 6.05 \text{ MeV/u}$, Teil d). (Die theoretischen Werte zur $U + \text{Cm}$ - Streuung sind allerdings für eine Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 5.8 \text{ MeV/u}$ berechnet, vgl. Text.) Der Vergleich zeigt die gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Aus [Sch84].

gezeigt, das durch Paarkonversion angeregter nuklearer Zustände entsteht. Die gestrichelten Kurven geben den durch Faltung des γ -Spektrums mit Konversionskoeffizienten gewonnenen Untergrund wieder. Spektrum (a) veranschaulicht somit einerseits, daß erwartungsgemäß sämtliche Positronen der Kollision $U + Sm$ nuklearer Herkunft sind, und andererseits, wie gut der nukleare Untergrund über die Messung der γ -Quanten bestimmt werden kann.

Bei den drei schwereren Stoßsystemen wird zu dem auf entsprechende Weise bestimmten Untergrund das theoretisch berechnete, atomare Positronenspektrum hinzuaddiert (durchgezogene Linien), wobei die theoretischen Resultate mit der experimentellen Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit für Positronen gefaltet sind [Cow83]. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und theoretischen Ergebnissen ist hervorragend. Man sollte allerdings nochmals betonen, daß im $U + Cm$ - System eine experimentelle Einschußenergie von $E_{Lab} = 6.05 \text{ MeV/u}$ verwendet wurde, die theoretischen Werte jedoch für 5.8 MeV/u berechnet sind. Dies führt zu einer Unterschätzung der experimentell relevanten Raten um maximal 30%.

Ebenfalls [Sch84] ist der folgende Vergleich entnommen: Integriert man die (experimentellen und theoretischen) Positronenspektren bezüglich der kinetischen Positronenenergie (hier von 100 keV bis 1 MeV) und trägt die Positronengesamtwahrscheinlichkeit als Funktion des minimalen Abstandes R_{min} auf, dann wächst P_e^+ innerhalb eines Intervalls von $R_{min} = 30 \text{ fm}$ bis $R_{min} = 15 \text{ fm}$ nahezu exponentiell um mehr als eine Größenordnung. Dies wird in Abb. 6.4b anhand der experimentellen (atomare Positronen) und der theoretischen Resultate (gestrichelte Kurve) für das Stoßsystem $U + Pb$ verdeutlicht ($R_{min} \equiv R_o$). Auch hier wieder eine exzellente Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

Diese Methode der Auftragung, $P_e^+ = P_e^+(R_{min})$, funktioniert allerdings lediglich bei separierbaren Systemen. Für symmetrische (bzw. nahezu symmetrische) Systeme wie $U + U$ oder $U + Cm$ wird P_e^+ stattdessen als Funktion des Laborstreuwinkels dargestellt (Teil c und d, Abb. 6.4). Die integrale Positronenrate muß dann für das System $U + U$ vollständig symmetrisch um 45° sein, was, selbst ohne Berücksichtigung der experimentellen Fehlerbalken, auch gewährleistet erscheint (vgl. auch Abb. 6.8). Der Vergleich im

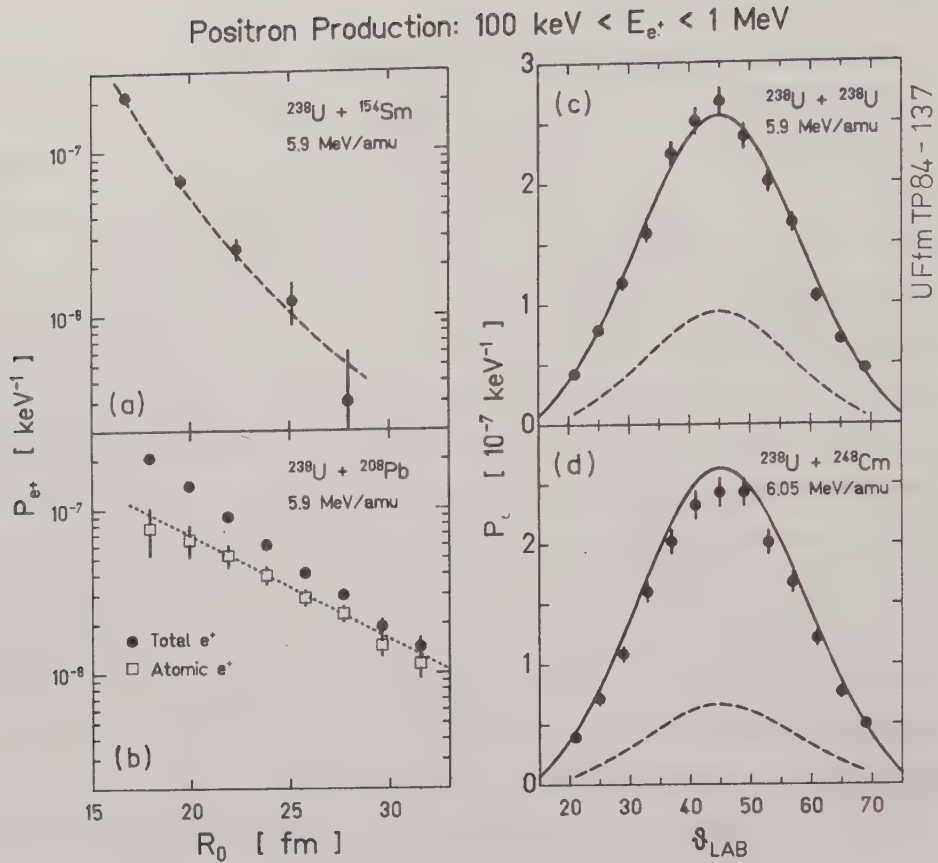


Abb. 6.4: Die über die kinetische Positronenenergie von $100 \text{ keV} < E_{e^+} < 1 \text{ MeV}$ integrierten Positronenerzeugungswahrscheinlichkeiten diverser Schwerionensysteme, aufgetragen als Funktion des minimalen Abstandes $R_{\min}$ ($\equiv R_O$) bzw., im Falle nichtseparabler Konfigurationen, des Laborstreuwinkels θ_{Lab} [Sch84]. - Neben $U + \text{Sm}$ ($E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$, **Teil a**) ist in der linken Spalte das unterkritische, asymmetrische Stoßsystem $U + \text{Pb}$ (5.9 MeV/u , **Teil b**) vor ($\bullet$) und nach Abzug des nuklear erzeugten Positronenanteils aufgetragen ($\square$). Die theoretischen Werte in Abbildungsteil b stimmen auch quantitativ mit den experimentellen Daten überein. - In dem symmetrischen System $U + U$ (5.9 MeV/u , **Teil c**) und im nichtseparierbaren $U + \text{Cm}$ (6.05 MeV/u , **Teil d**) werden die experimentellen totalen Positronenraten durch die geschlossenen Symbole charakterisiert. Die Addition der aus den γ -Spektren deduzierten, nuklearen Positronen (gestrichelt) und der theoretischen atomaren Wahrscheinlichkeiten beschreibt das Experiment recht gut (durchgezogene Linien). Aus [Sch84].

U + Cm - Stoß beruht ebenfalls auf der Annahme der Nichtseparierbarkeit ($f = 1$ in Gl. (6.6)), auch hier findet man eine zufriedenstellende Übereinstimmung.

Zusätzlich konnten für die drei diskutierten Stoßsysteme U + Pb, U + U und U + Cm experimentelle Spektren für verschiedene schmale Winkelfenster der gestreuten Ionen bestimmt werden. Dies wird im folgenden exemplarisch für das unterkritische U + Pb - Stoßsystem, $E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$, erläutert. Bezüglich der Definition der Größen $\Sigma\theta$ und $\Delta\theta$ vgl. Gl. (6.10).

- $-10^\circ < \Delta\theta < 10^\circ$, $75^\circ < \Sigma\theta < 95^\circ$:

Unter der Annahme elastischer Rutherford-Streuung werden beide Äste im Bereich $39^\circ \lesssim \theta_{\text{Lab}} \lesssim 49^\circ$ selektiert. Dies entspricht Stößen mittleren Stoßparameters (Abb. 6.5a).

- $-35^\circ < \Delta\theta < -10^\circ$, $84.5^\circ < \Sigma\theta < 95^\circ$ plus
 $10^\circ < \Delta\theta < 35^\circ$, $84.5^\circ < \Sigma\theta < 95^\circ$:

Dies entspricht, die experimentelle Separierbarkeit der beiden Äste vorausgesetzt [Bok83c], einem peripheren Stoßparameterbereich (Abb. 6.5b).

- $-35^\circ < \Delta\theta < -10^\circ$, $75^\circ < \Sigma\theta < 84.5^\circ$ plus
 $10^\circ < \Delta\theta < 35^\circ$, $75^\circ < \Sigma\theta < 84.5^\circ$:

Hierdurch werden die Emissionswahrscheinlichkeiten zentraler Stöße bestimmt (Abb. 6.5c).

- $-45^\circ < \Delta\theta < 45^\circ$, $75^\circ < \Sigma\theta < 95^\circ$:

Diese Wahl der kinematischen Parameter (Abb. 6.5d) entspricht der nahezu integralen Messung der Emissionsspektren in Abb. 6.3b.

Die entsprechenden theoretischen Positronenspektren unter Berücksichtigung der Abschirmung in ATDHF-Näherung sind in Abb. 6.6 im Vergleich zu experimentellen Daten [Cow83, Bok83c, Gru84, Sch84] aufgetragen. Die im Vergleich zu Abb. 6.3 großen Fehlerbalken sind bedingt durch die verschlechterte Statistik beim Setzen der Winkelfenster. Eine Korrektur der Positronenspektren bezüglich der Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit für Positronen fand hierbei nicht statt. Diese würde allerdings nur die Raten bei kleinen und größeren Positronenenergien beeinflussen [Gre82b]. Der nukleare Untergrund ist strichpunktiert angedeutet und wird beim

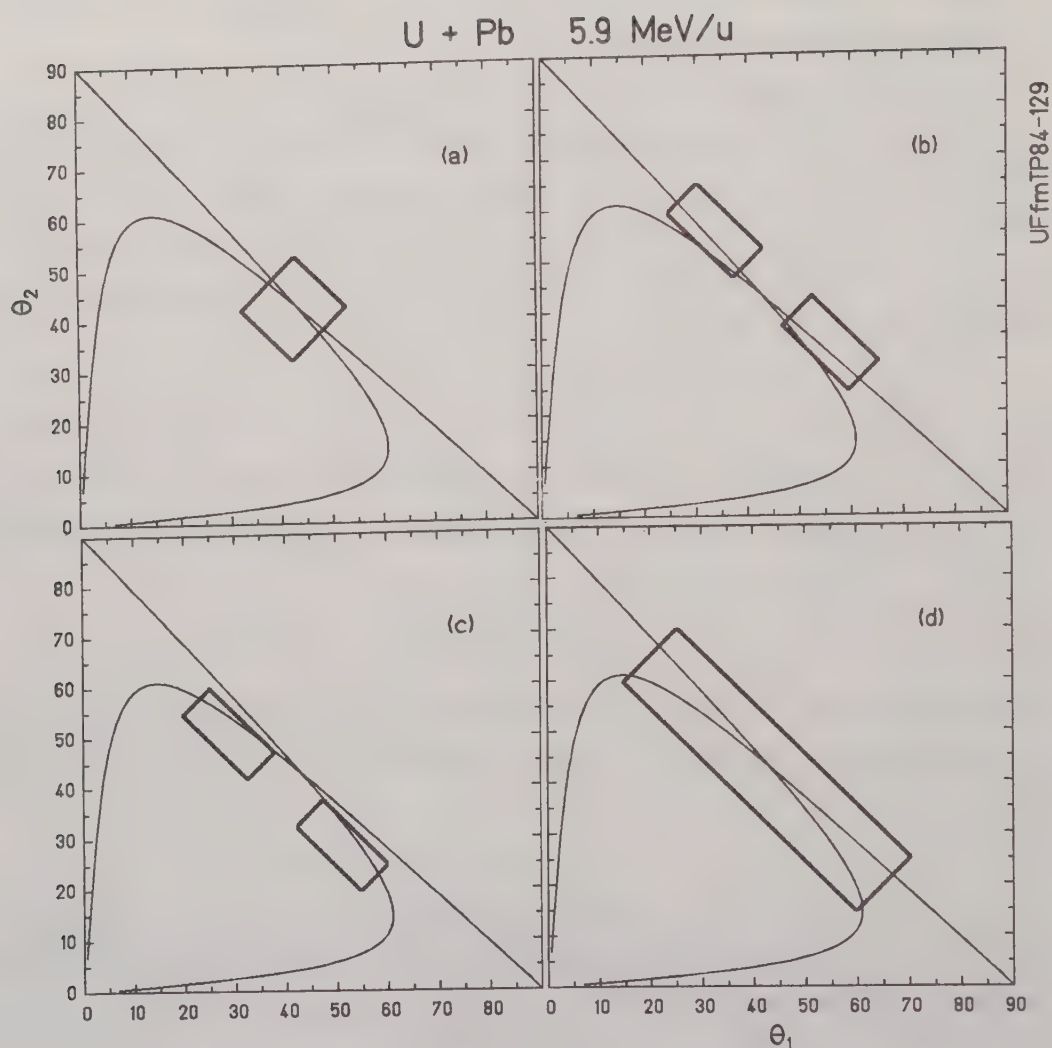


Abb. 6.5: Elastische (Rutherford'sche) Streuung im U + Pb - Stoß bei einer Einschußenergie von $E_{Lab} = 5.9 \text{ MeV/u}$, aufgetragen in der θ_1 - θ_2 - Streuebene. In dem asymmetrischen System sind nahe und entfernte Stöße gut separierbar. Die verschiedenen Abbildungsteile repräsentieren die im Experiment [Bok83c,Cow83] zur Messung der Positronenspektren in Abb. 6.6 gesetzten Winkelschnitte. - **Teil a** charakterisiert Stöße mit mittleren Stoßparametern, **Teil b** solche in einem peripheren Stoßparameterbereich und **Teil c** die zentralen Stöße. Die integrale Messung aus Abb. 6.4b erfolgt in dem durch **Abbildungsteil d** beschriebenen Winkelfenster.

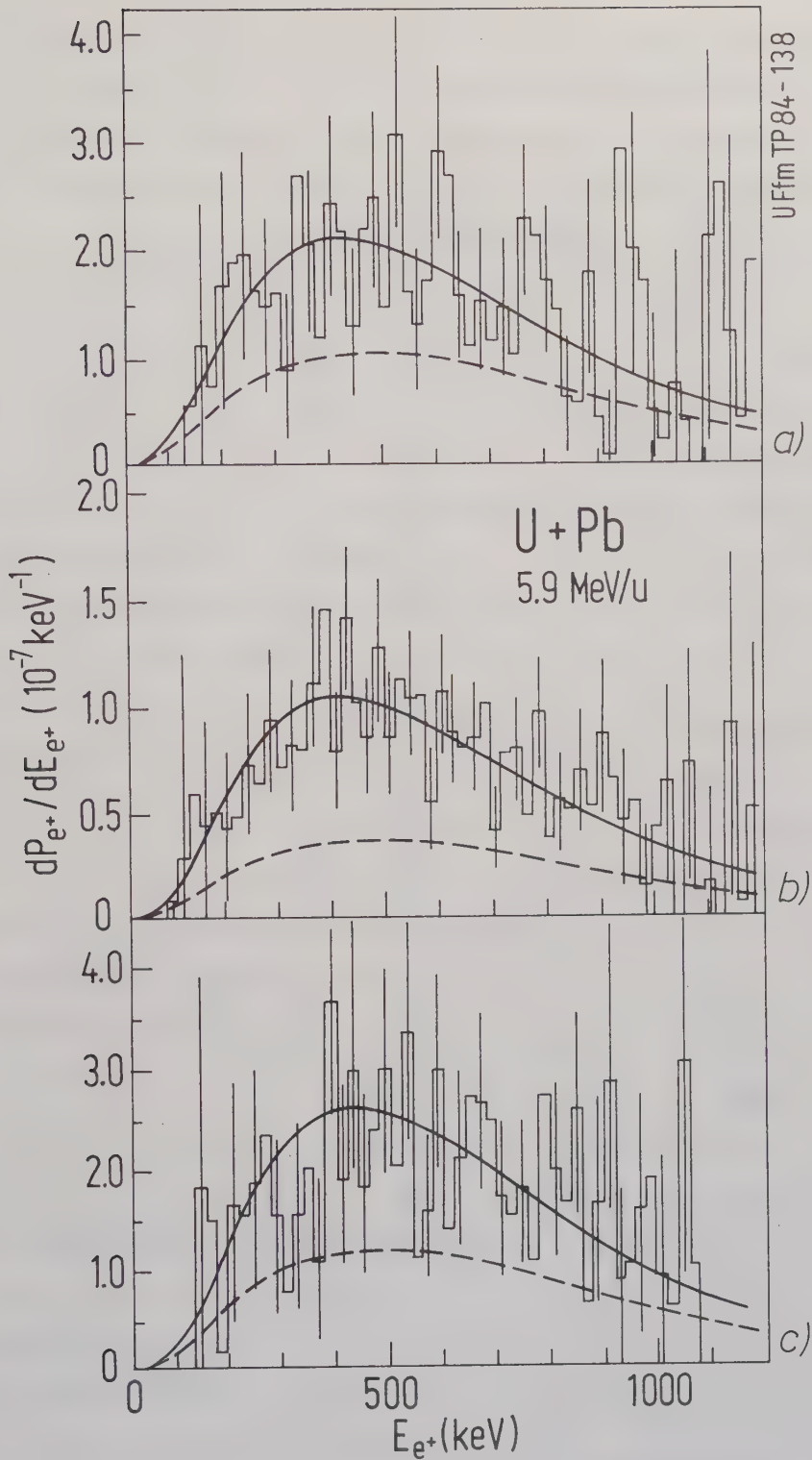


Abb. 6.6: Die in den Winkelfenstern von Abb. 6.5 (Teile a bis c) experimentell vermessenen Positronenspektren des U + Pb - Stoßes, $E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$ [Bok83c, Cow83]. Zum nuklearen Untergrundspektrum (gestrichelt) sind die theoretischen atomaren Raten hinzuaddiert (durchgezogene Linien).

Vergleich dem theoretischen Spektrum hinzuaddiert. Die experimentell gesetzten Winkelschnitte sind Abb. 6.5 zu entnehmen, wobei für Teil b lediglich die entfernteren Stöße [Bok83c] betrachtet werden. Die Spektren zeigen m.E. eine vorzügliche Übereinstimmung mit dem Experiment, eine Skalierung fand hierbei nicht statt.

Positronenspektren in diversen Schwerionenstreu fenstern (Abb. 6.7) wurden bei derselben Einschußenergie (5.9 MeV/u) auch für das $U + U$ - System vermessen. Abb. 6.8a zeigt Theorie und Experiment der Positronenemission in Stößen eines mittleren Stoßparameterbereiches ($\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ \pm \sim 5^\circ$), wobei die experimentellen Daten wie in Abb. 6.6 nicht entfaltet sind. Da es im symmetrischen Stoßsystem $U + U$ unter der Annahme ausschließlich elastischer Rutherford-Streuung keine Unterscheidungsmöglichkeit zwischen vorwärts- und rückwärts gestreuten Teilchen geben sollte, repräsentieren die Winkelschnitte in Abb. 6.7b und c denselben Streukanal (vgl. Gl. (6.6)). Die theoretischen Positronenwahrscheinlichkeiten in Abb. 6.8b sind deshalb identisch mit denen in Abbildungsteil c. Es schien jedoch sinnvoll, diese Frage auch experimentell zu untersuchen, da man zunächst vermutete, daß das Magnetfeld des EPOS-Transportsystems eine apparative Unterscheidungsmöglichkeit zwischen nahen und entfernten Kollisionen hätte bewirken können. So sind zentralere Stöße mit höheren Ionisationsraten verknüpft, das Magnetfeld des EPOS wirkt infolgedessen als äußere Kraft auf eine im Mittel größere, positive Gesamtladung der Ionen. Dies könnte zu einem apparativ bedingten 'Herausdrehen' des einen Streuastes gegenüber dem anderen im (θ_1, θ_2) -Diagramm führen. Im Rahmen der Fehlerbalken besteht jedoch sowohl für die Positronenspektren in Abb. 6.8b als auch für die in Teil c eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie, so daß die Frage einer apparativen Trennung von Vorwärts- und Rückwärtsstreuung negativ beantwortet werden muß.

Positronenspektren des überkritischen Stoßsystems $U + \text{Cm}$ $E_{\text{Lab}} = 6.05 \text{ MeV/u}$, konnten von der GSI-Yale-Frankfurt - Kollaboration ebenfalls für diverse Streufenster bestimmt werden. Abb. 6.9 zeigt die getätigten Schnitte im (θ_1, θ_2) -Plot, wobei Teil a einen mittleren Stoßparameterbereich repräsentiert, Teil b die entfernten und Teil c die zentralen Stöße. Der Winkelschnitt in

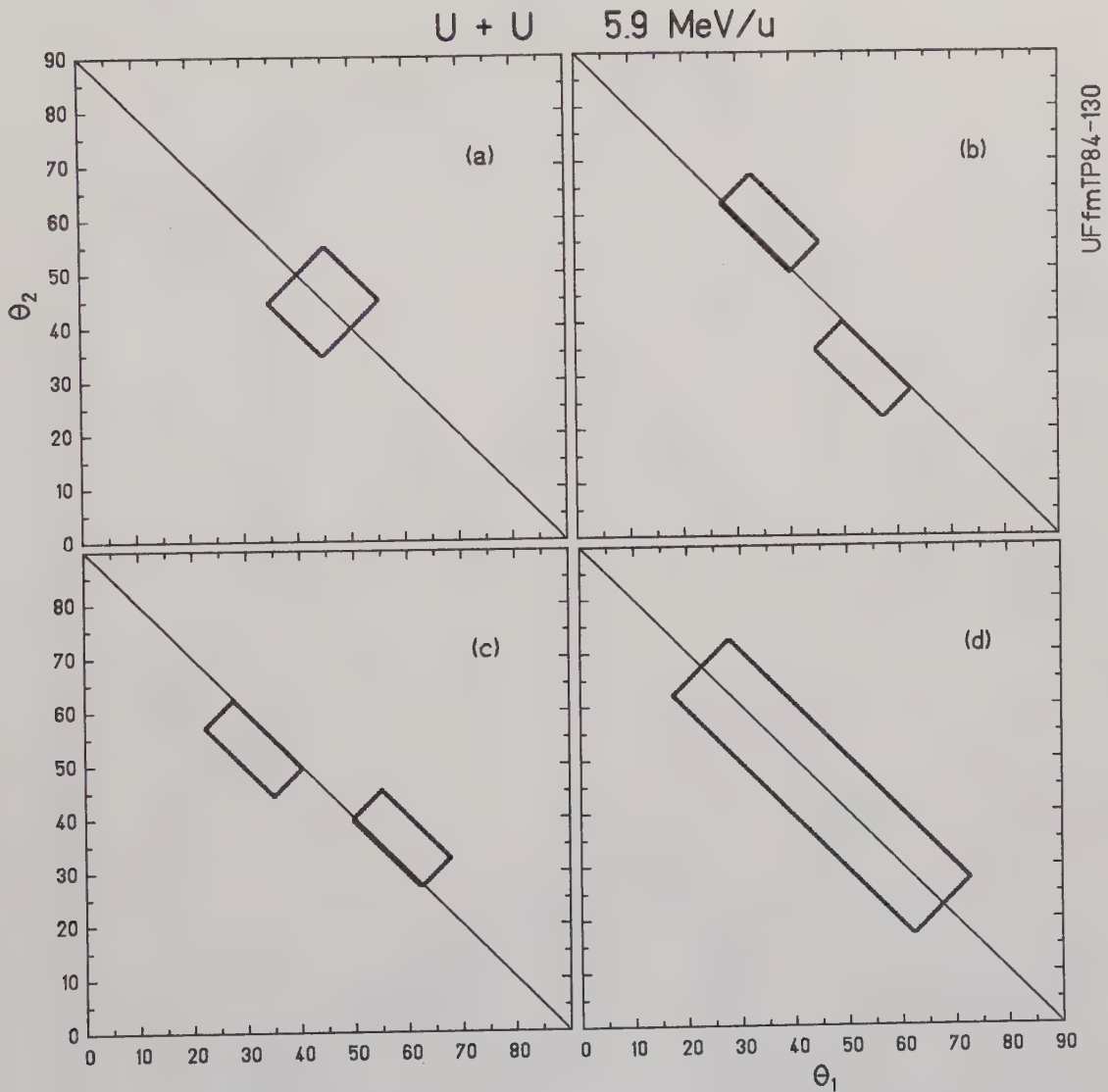


Abb. 6.7: Wie in Abb. 6.5, diesmal für das symmetrische Stoßsystem $U + U$ bei einer Einschußenergie von $E_{Lab} = 5.9 \text{ MeV/u}$. Die beiden Streuäste sind im Rahmen der gewöhnlichen Rutherford-Streuung nicht separierbar. Während Teil a erneut die Stöße mittleren Stoßparameters beschreibt, repräsentieren sowohl die Winkelschnitte in Teil b als auch die in Teil c Fern- und Nahstöße. In dem in Abbildungsteil d dargestellten Winkelfenster erfolgt die integrale Messung des Positronenspektrums aus Abb. 6.4c.

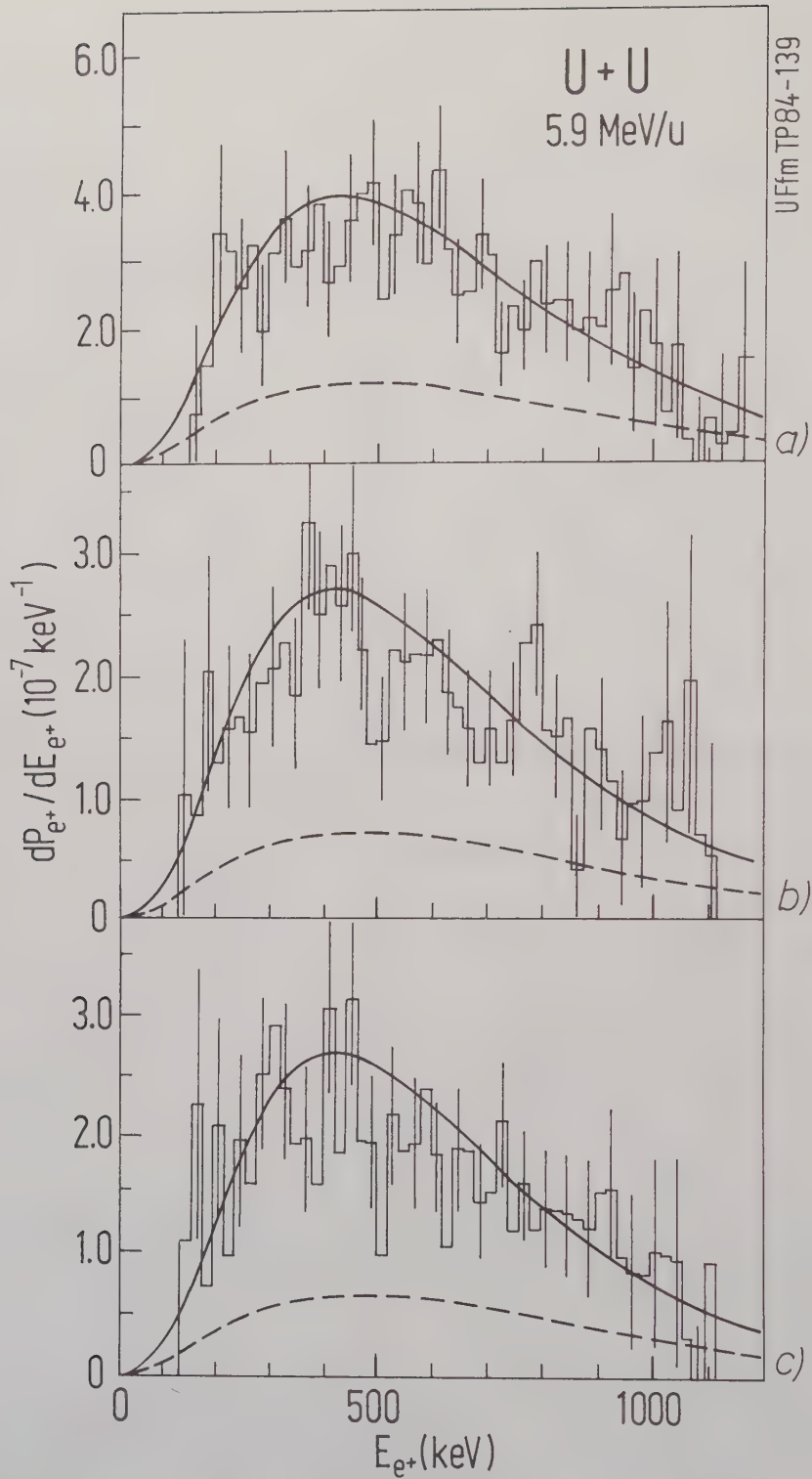


Abb. 6.8: Positronenspektren in der $U + U$ - Streuung ($E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$) gemäß der Schnitte in Abb. 6.7 (Teile a bis c). Die experimentellen Daten [Bok83c, Cow83] werden verglichen mit der Summe des nuklearen Untergrundspektrums plus der theoretischen Wahrscheinlichkeiten.

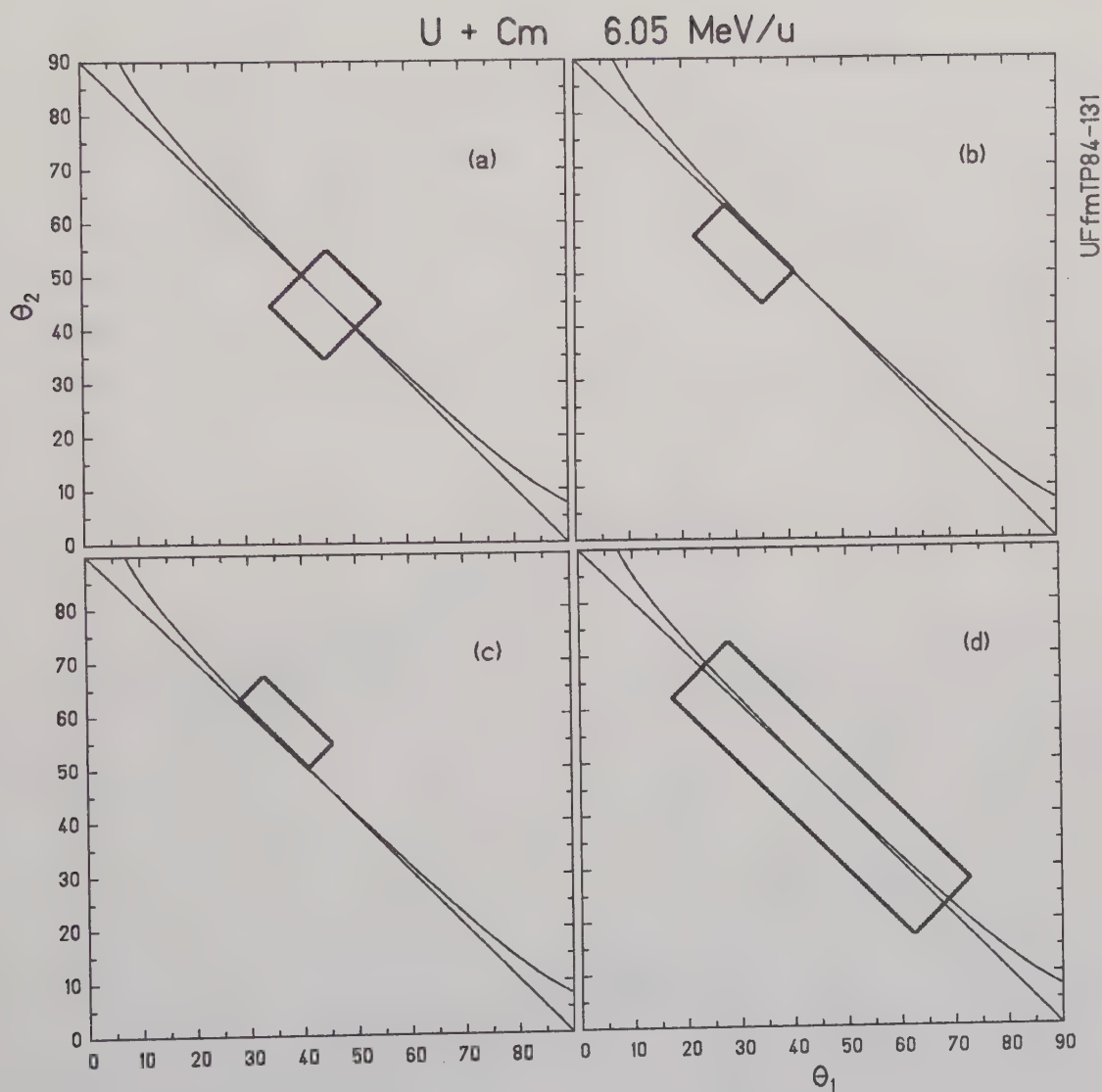


Abb. 6.9: Entsprechend Abb. 6.5, für das nahezu symmetrische Stoßsystem U + Cm ($E_{\text{Lab}} = 6.05 \text{ MeV/u}$). Die experimentelle Separation der beiden Streuäste fällt in diesem Fall selbst für Streuwinkel $\theta_{\text{Lab}} < 20^\circ$ oder $\theta_{\text{Lab}} > 70^\circ$ schwer. Die in den Abbildungsteilen a bis c aufgetragenen Winkelschnitte werden zur Bestimmung der Positronenspektren in Abb. 6.10 verwendet.

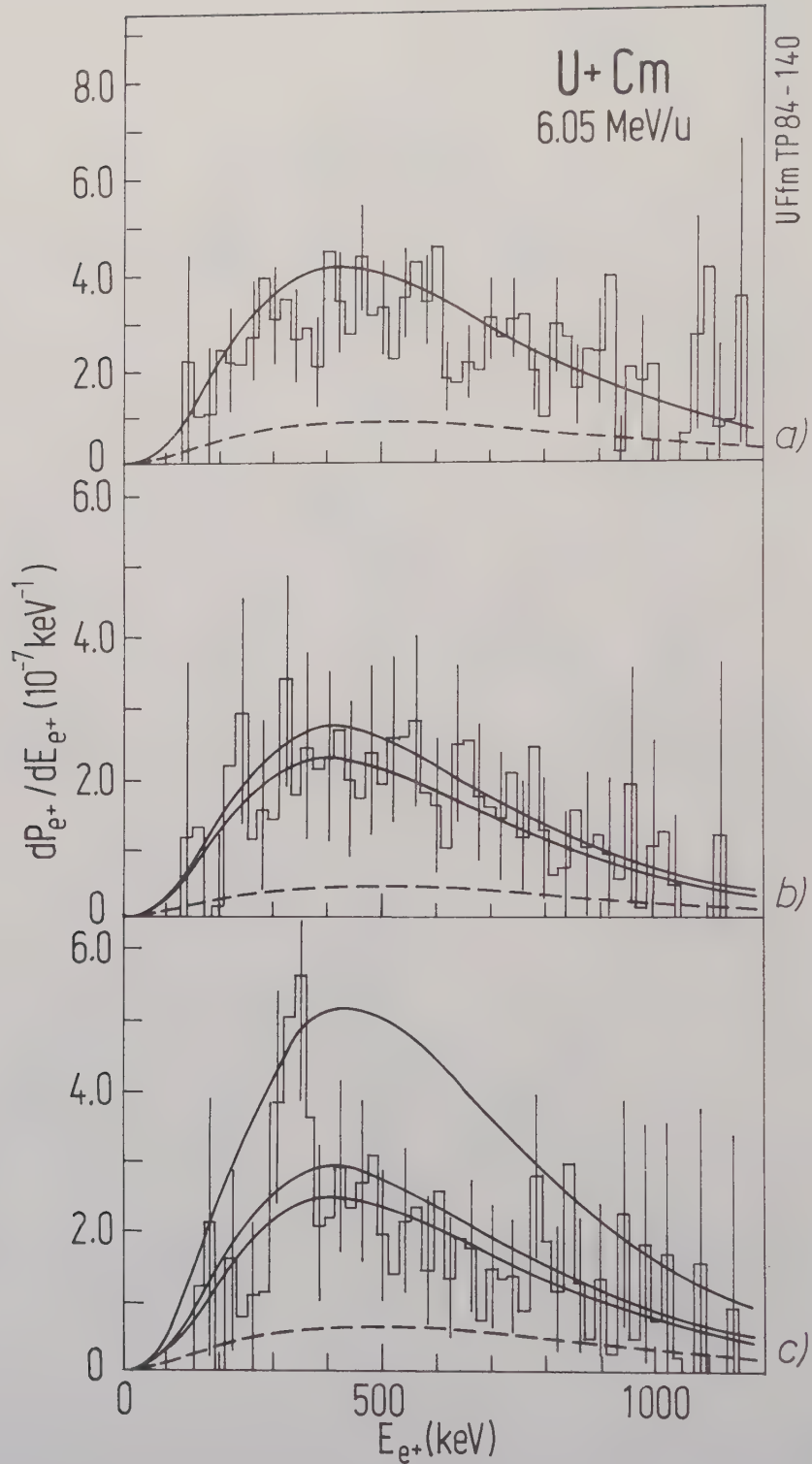


Abb. 6.10: Positronenspektren im $U + Cm$ - Stoß bei einer Einschußenergie von $E_{Lab} = 6.05 \text{ MeV/u}$. Nach dem Stoß werden die Uran- und Curium-ähnlichen, gestreuten Kerne in den in Abb. 6.9 (Teile a bis c) aufgetragenen Winkelschnitten nachgewiesen. Die Energiedis-

Abb. 6.9d stellt nochmals die kinematischen Bedingungen für die Messung des totalen Spektrums in Abb. 6.3d dar.

Das Spektrum in Abb. 6.10a ist entsprechend dem gezeigten Winkelfenster berechnet und stimmt mit den experimentellen (allerdings wiederum nicht entfalteten) Wahrscheinlichkeiten gut überein. Man sollte sich allerdings daran erinnern, daß die experimentelle Strahlenergie bei 6.05 MeV/u lag, während die theoretischen Spektren zu $E_{\text{Lab}} = 5.8 \text{ MeV/u}$ berechnet sind.

Für die Abbildungen 6.10b und c mußte eine Annahme über die experimentelle Trennschärfe zwischen Vorwärts- und Rückwärtsstreuung getroffen werden. In Teil b ist die Beschränkung auf entfernte Stöße ($f = 0$ in Gl. (6.6)) durch die untere durchgezogene Kurve dargestellt. Hebt man die Forderung nach experimenteller Unterscheidbarkeit auf ($f = 1$), dann erhält man die obere durchge-

*sipation quasielastischer Streuprozesse läßt sich experimentell [Bok83c,Cow83,84] mit Hilfe der Winkelschnitte auf $\lesssim 15 \text{ MeV}$ begrenzen. Das Spektrum in **Teil a** repräsentiert Stöße zu einem mittleren Stoßparameterbereich. Dem nuklearen Untergrundspektrum (gestrichelt) (vgl. Abb. 6.3a) sind die theoretischen atomaren Positronenerzeugungswahrscheinlichkeiten hinzuaddiert (durchgezogene Kurve). Letztere sind allerdings für eine Einschußenergie von 5.8 MeV/u berechnet, was Energieverluste des Schwerionenstrahls im Targetmaterial simuliert. - Unter der Annahme einer vollständigen Unterdrückung zentraler Stöße im Winkelfenster Abb. 6.9b erhält man die durchgezogene untere Kurve in **Abbildungsteil b**; die obere wurde mit Hilfe eines Symmetrisierungsfaktors von $f = 1$ in Gl. (6.6) erzielt. - **Teil c** zeigt, zusammen mit den beiden theoretischen Spektren aus b, die Positronenerzeugungsraten ausschließlich naher $U + C_m$ - Stöße im Winkelfenster Abb. 6.9c (durchgezogene obere Kurve). Das experimentelle Spektrum scheint durch einen Symmetrisierungsfaktor $f \approx 1$ gut beschrieben, die linienartige Struktur um $E_e + \sim 320 \text{ keV}$ kann als spontaner Positronenpeak (vgl. Text sowie Abb. 6.11) interpretiert werden.*

zogene Linie. Der Einfluß dieser Annahme auf die theoretischen Positronenspektren ist bereits im Zusammenhang mit Abb. 6.2a diskutiert worden. In Abb. 6.10c sind nun Spektren für drei Annahmen aufgetragen: (i) der experimentelle Aufbau erlaubt eine vollständige Separation der nahen Stöße (obere Kurve); (ii) er unterscheidet nicht zwischen nahen und entfernten Stößen (mittlere Kurve); oder: (iii) er mißt ausschließlich die entfernten Stöße (untere durchgezogene Kurve oberhalb des nuklearen Untergrundes).

Die letzten beiden Wahrscheinlichkeitskurven sind identisch mit denen in Abb. 6.10b. Aufgrund des gesetzten Winkelfensters müßte die erste Annahme (obere Kurve) richtig sein; die experimentellen Daten deuten aber eher auf eine Nichtunterscheidbarkeit mit einem Symmetrisierungsfaktor $f = 1$ hin. Vergewegenwärtigt man sich allerdings in diesem Zusammenhang nochmals die Abb. 6.2c, dann liegt auch eine Symmetrisierung mit $f \sim \frac{1}{2}$ noch im Bereich des Möglichen.

Auf die hervorstechendste Eigenschaft des experimentellen Positronenspektrums in Abb. 6.10c, die schmale Positronenlinie bei $E_e^+ \sim 316 \text{ keV} \pm 10 \text{ keV}$ [Sch83a], soll in Abschnitt 6.2c näher eingegangen werden.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß die integralen und die differentiellen Eigenschaften der atomaren Positronenproduktion in Schwerionenstößen sehr gut verstanden sind, wie dies auch bereits der Vergleich zwischen Theorie [Rei79,81a] und älteren Experimenten [Bac78,Koz79] nahelegte. (Der Vergleich mit Daten der Gruppe um Ch. Kozhuharov, M. Clemente und P. Kienle erfolgt in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels, die Resultate der Kollaboration um H. Backe, P. Senger und E. Kankeleit werden erst in Kap. 7 diskutiert.)

6.2b Einige Vorbemerkungen zur Diskussion linienartiger Strukturen in $U + Cm$ -, $U + U$ - und $U + Th$ - Kollisionen

Seit dem Beginn detaillierter Messungen zur atomaren Positronenerzeugung im Schwerionenstoß im Jahre 1980 [Ber81,Bok81] wurden auf experimenteller Seite Evidenzen für Strukturen in Positronen-

spektren und für andere Besonderheiten in nahezu jeder Strahlzeit an der GSI Darmstadt gesammelt. E. Berdermann et al. [Ber81] publizierten erstmals für das $U + U$ - System ($E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$) ein differentielles Positronenspektrum, das in einem schmalen Winkel-fenster um 45° bei $E_e^+ \sim 370 \text{ keV}$ eine linienartige Struktur aufwies. Die Linienbreite wurde zu $\lesssim 60 \text{ keV}$ vermessen, die integrierte Wahr-scheinlichkeit in der Linie betrug $\sim 10^{-5}$. In $U + Th$ - Stößen wurde eine ähnliche Linie bei $\sim 320 \text{ keV}$ gefunden [Ber81], während die Spektren des unterkritischen $Pb + Th$ - Systems keinerlei derartige Strukturen zeigten. Auch die Messungen von H. Bokemeyer et al. [Bok81] zeigten für nahe $U + Cm$ - Stöße ($R_{\text{min}} \lesssim R_{\text{kr}}$) eine linien-artige Struktur, die für entferntere Stöße desselben Systems ebenso verschwand wie für $U + Pb$. Für $U + U$ konnte ebenfalls eine Linie festgestellt werden. Eine Besonderheit hierbei war allerdings die Tatsache, daß dieser Effekt im $U + Cm$ - System bereits für $E_{\text{Lab}} = 4.3 \text{ MeV/u}$ (entsprechend $2a \sim 24 \text{ fm}$) auftrat. Beide experimentelle Gruppen interpretierten diese Effekte im Rahmen der spontanen Positronenproduktion [Raf78a], quantitative Auswertungen hierzu wurden erstmals in [Rei81b] publiziert.

In den folgenden Jahren führten beide Gruppen mehrmals die Linie bestätigende Messungen durch. Teils wurde dabei die Winkelauf-lösung bezüglich der gestreuten Teilchen verbessert, eine zusätzliche Unterscheidung zwischen nahen und entfernten Stößen im $U + Cm$ - System sollte mit Hilfe des EPOS-Transportsystems erreicht werden. Teils wurde durch Verwendung besonders dünner Targetfolien zur Vermeidung des Energie-'stragglings' die Schärfe der Projektilener-gie wesentlich erhöht. P. Kienle und Mitarbeiter [Kie81,83] konnten aufgrunddessen 1981 erstmals qualitative Aussagen über die Anre-gungsfunktion der Positronenemission im $U + U$ - Stoß treffen. Mit der Variation der Einschußenergie änderten sich die Eigenschaften der Positronenlinie (also Lage, Breite und Inhalt) zusätzlich noch als Funktion des Streuwinkels.

Im folgenden sollen nun die erst kürzlich publizierten Daten der beiden Gruppen [Sch83a,Cle83,84] ausführlicher diskutiert und ana-lysiert werden. Dabei soll allerdings auch auf die Schwierigkeiten einer einheitlichen Interpretation der experimentellen Befunde einge-gangen werden.

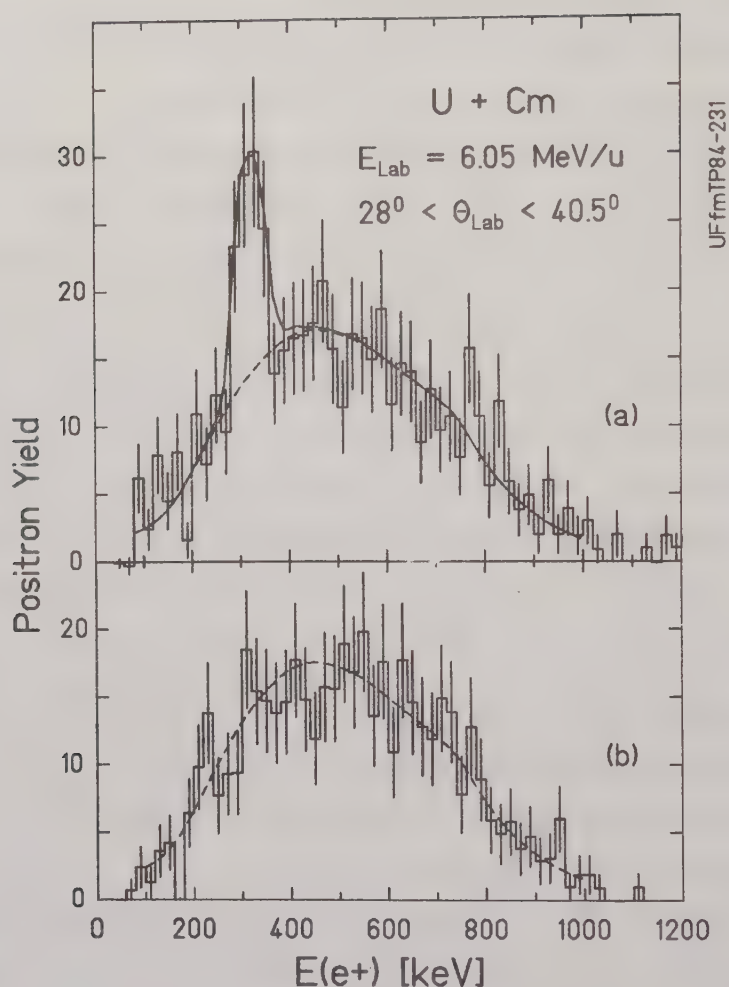


Abb. 6.11: Experimentelle Positronenspektren im 6.05 MeV/u - U + Cm - Stoß [Sch83a] für die Winkelschnitte in Abb. 6.9c (zu Teil a) bzw. 6.9b (zu Teil b). Eine Entfaltung bezüglich der Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit fand nicht statt. Stattdessen sind die theoretischen Spektren ($E_{\text{Lab}} = 5.8 \text{ MeV/u}$) [MüU83a] mit der experimentellen 'efficiency' gefaltet [Cow83]. Dies führt zu einer verbesserten Reproduktion der experimentell bestimmten Emissionsraten hochenergetischer Positronen durch die Theorie. - Die in ihrem Ausmaße unbestimmte Unterdrückung naher Stöße (Abb. 6.9b) führt experimentell zu einem relativ glatten Positronenspektrum (Teil b). Dieses läßt sich quantitativ sehr gut beschreiben durch die Annahme $f \approx 1$ in Gl. (6.6). - Werden dagegen innerhalb desselben θ_1 -Streuwinkels die vorwärtsgestreuten Ereignisse unterdrückt (vgl. Abb. 6.9c), dann besitzt das experimentelle Spektrum (Teil a) eine schmale, $\sim 80 \text{ keV}$ breite Struktur mit einer Zentrierung um $E_{e^+} \sim$

6.2c Das System $U + Cm$

Experimentelle Positronendaten des schwersten bislang untersuchten Stoßsystems, $U + Cm$, sind in Abb. 6.11 für eine Einschußenergie von $E_{Lab} = 6.05 \text{ MeV/u}$ aufgetragen (vgl. hierzu auch Abb. 6.10). Sie sind, wie bereits in den Abb. 6.6, 6.8 und 6.10, nicht entfaltet bezüglich der Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit. Stattdessen wurden die [MüU83a] entnommenen theoretischen Spektren mit der experimentellen 'efficiency' gefaltet [Cow84]. Dies verbessert die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie im hochenergetischen Bereich der Spektren um ein wesentliches (vgl. Fig. 10, [MüU83a]). Der nukleare Untergrund an Positronen wurde hierbei den theoretischen Werten hinzuaddiert. Bezüglich der absoluten Wahrscheinlichkeiten dP_{e^+}/dE_{e^+} vgl. Abb. 6.10b und c.

Der untere Teil der Abbildung zeigt Positronenraten für kinematische Bedingungen, die (in einem unbestimmten Maße) die näheren Stöße unterdrücken (vgl. Abb. 6.9b, lt. [Sch83a]: $50^\circ < \theta_{cm}$

316 keV $\pm$ 10 keV [Sch83a]. Wie in Teil b führt $f \approx 1$ zu einer guten Übereinstimmung zwischen theoretischen und experimentellen Werten; der Beitrag nuklear verursachter Positronen wurde in beiden Abbildungsteilen den theoretischen Raten zugeschlagen. - Die Annahme zeitverzögerter, (quasi-) elastischer $U + Cm$ - Kollisionen im Rahmen des Schematischen Trajektorienmodells (vgl. Abschnitt 4.1) ermöglicht die quantitative Reproduktion der Linienbreite in Teil a mit Hilfe der folgenden Parameter: der (parametrisierte) internukleare Abstand R_T während der Reaktion beträgt $R_T \sim 16 \text{ fm}$ (in ATDHF-Approximation), die nukleare Reaktionsdauer $T \gtrsim 10^{-19} \text{ s}$ (vgl. Text). Ein Bruchteil $q = P_{e^+,exp}^+ / P_{e^+,th}^+$ (vgl. Gl. (6.4)) von höchstens $1.3 \cdot 10^{-3}$ zeitverzögerten Stößen pro elastisch gestreutem Teilchen wird benötigt, um die Intensität der beobachteten Linie zu beschreiben. (Bezüglich dieser Abschätzung und der daraus abzuleitenden kernphysikalischen Größen vgl. ebenfalls Text.)

$< 80^\circ$). Die experimentellen Daten können von der Theorie, wie oben bereits diskutiert, sehr gut bei Annahme eines von 1 nur wenig verschiedenen Unterdrückungsfaktors f beschrieben werden. (Für die Abbildung selbst wurde $f = 1$ angenommen.)

Innerhalb desselben θ_1 -Streuwinkels, aber bei Unterdrückung der vorwärtsgestreuten Ereignisse (lt. [Sch83a]: $100^\circ < \theta_{\text{cm}} < 130^\circ$; vgl. Abb. 6.9c), zeigen die experimentellen Daten eine schmale Struktur im Positronenspektrum bei Energien $E_e^+ \sim 316 \text{ keV} \pm 10 \text{ keV}$ [Sch83a] mit einer Breite $\lesssim 80 \text{ keV}$ [Sch83a], lt. [Cow84] $\Delta E \sim 72.7 \text{ keV}$. Die theoretischen Werte zur Beschreibung des in Rutherford-Stößen erzeugten 'Untergrunds' an atomaren Positronen sind berechnet für die Annahme, daß eine Unterscheidung zwischen Vorwärts- und Rückwärtsstreuung experimentell nicht stattfindet. Allerdings wäre auch ein Beimischungsfaktor $f \neq 1$ innerhalb gewisser Grenzen (vgl. Abb. 6.2 und 6.10c) mit dem Experiment verträglich.

Wenn die beobachtete Struktur quasimolekularen Ursprungs sein sollte (vgl. hierzu auch Abschnitt 6.2f), dann muß sie aufgrund ihrer schmalen Breite in sehr langlebigen nuklearen Reaktionen erzeugt worden sein. Interpretiert man sie als spontanen Zerfallsprozeß, dann beträgt die Reaktionszeit gemäß den Ergebnissen der gekoppelten Kanalgleichungen im Rahmen des Schematischen Modells (Abschnitte 4.1 und 4.4) mindestens $4.5 \cdot 10^{-20} \text{ s}$. Nun läßt sich allerdings zeigen, daß die gefundene Breite der Positronenlinie von experimentellen oder anderen zusätzlich verbreiternden Effekten wie der Doppler-Verbreiterung dominiert wird. Letztere beträgt bei Positronen der kinetischen (cm-) Energie von $\sim 320 \text{ keV}$ allein $\sim 70 \text{ keV}$, wenn man zweierlei voraussetzt: (i) die Emission der Positronen soll isotrop bezüglich der Bewegungsrichtung des emittierenden Systems erfolgen, (ii) der Emitter soll sich mit der Geschwindigkeit des vereinigten Systems beider Kerne (β_{cm}) bewegen. Die intrinsische Breite der Linie im $U + \text{Cm}$ - Streuexperiment ist dann auch mit einem Wert von wenigen keV verträglich. Die oben genannte Verzögerungszeit stellt also eine, die Doppler-Verbreiterung vernachlässigende, Minimalannahme für die Reaktionsdauer dar.

Umgekehrt folgt aus dieser Betrachtung, daß eine isotrop emittierende Quelle sich im wesentlichen nicht schneller als mit der Schwerpunktschwindigkeit bewegen darf, da ansonsten die gemessene Linienbreite größer sein müßte. Nur wenn die Positronen-emission bevorzugt in einen kleinen, zur Flugrichtung senkrechten Raumwinkel erfolgt, wäre eine größere Geschwindigkeit des Emitters (z.B. die der Einzelkerne) allein aufgrund der gefundenen Linien-schärfe prinzipiell nicht auszuschließen. Nun besitzen die Linien im $U + Cm$ - System jedoch eine vom Teilchenstreuwinkel im Laborsystem θ_{Lab} relativ unabhängige Halbwertsbreite [Bok84], so daß eine anisotrope Emission sehr unwahrscheinlich erscheint. Die experimentellen Beobachtungen deuten somit auf eine Emission der Positronen aus einem sich mit der Geschwindigkeit β_{cm} bewegenden System hin.

Für den quantitativen Vergleich mit dem Experiment sind zur Simulation der Doppler-Verschmierung und der experimentellen Gegebenheiten die theoretisch gewonnenen spontanen Positronenerzeugungsraten des zeitverzögerten $U + Cm$ - Stoßes deshalb entsprechend der folgenden Faltungsvorschrift zu behandeln:

$$(6.11) \quad d\tilde{P}/dE = \int dE' \, dP/dE' \, M(E', E) \quad ,$$

mit $E \equiv E_e^+$, den theoretischen differentiellen Wahrscheinlichkeiten dP/dE , den gefalteten theoretischen Wahrscheinlichkeiten $d\tilde{P}/dE$ und der genäherten [Cow84] Faltungsmatrix

$$(6.12) \quad M(E', E) = 1/(2\varepsilon) [\theta(E' - (E - \varepsilon)) - \theta(E' - (E + \varepsilon))] \quad .$$

Die Doppler-Energieverbreiterung 2ε bestimmt sich dabei zu

$$(6.13) \quad 2\varepsilon = 2\gamma\beta \sqrt{1 + 2m_e/E_{cm}} \, E_{cm} \quad ,$$

mit der relativen Geschwindigkeit β des emittierenden Systems (hier: des vereinigten Riesenmoleküls) gegenüber dem Laborsystem und der kinetischen Energie E_{cm} des Positrons im cm-System.

Wendet man die Faltungsvorschrift auf die theoretisch berechneten Positronenerzeugungswahrscheinlichkeiten $dP/dE(T)$ an, dann

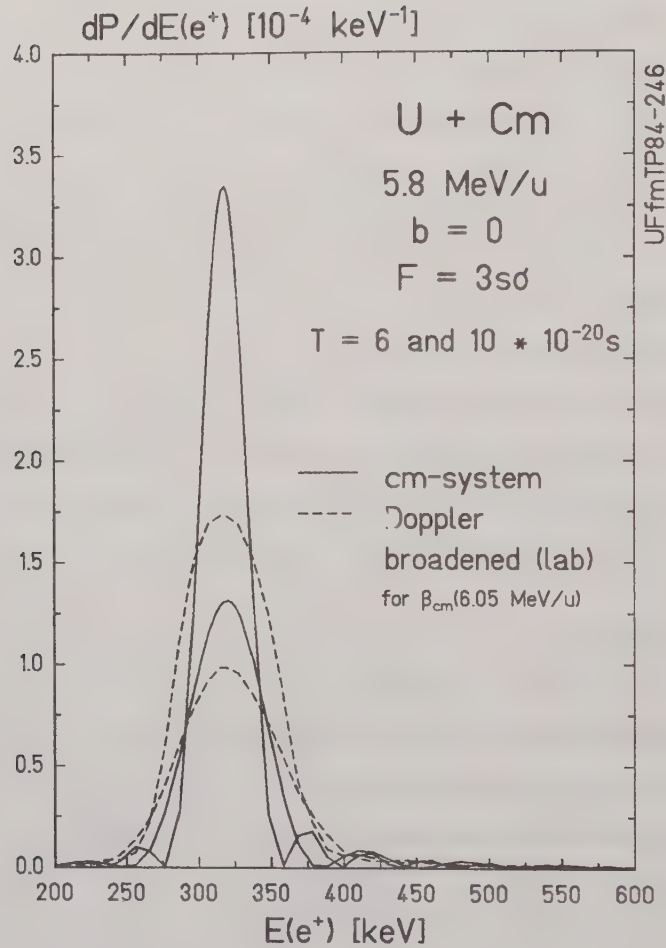


Abb. 6.12: Positronenspektren im zentralen ($b = 0$) 5.8 MeV/u - $U + Cm$ - Stoß. Bei einer Wahl der Fermikante von $F = 3s\delta$ ist lediglich der Beitrag der $s_{\frac{1}{2}}$ -Zustände berücksichtigt. Die durchgezogenen Linien stellen die im Rahmen des Schematischen Modells aus Abschnitt 4.1 berechneten Raten im cm-System des Stoßes für die beiden Verzögerungszeiten $T = 6 \cdot 10^{-20} s$ und $T = 10^{-19} s$ dar. Die Halbwertsbreite der spontanen Positronenlinie beträgt $\Delta E_{FWHM} \sim 60$ keV bzw. ~ 36 keV (vgl. auch Abb. 4.12b). Der Effekt der Doppler-Verbreiterung bei der Transformation ins Laborsystem wird durch die gestrichelten Kurven dargestellt (vgl. Gl. (6.11) bis (6.13)). Als Relativgeschwindigkeit β gegenüber dem Laborsystem wird die des vereinigten Riesenmoleküls ^{188}X (bei einer Einschubenergie von 6.05 MeV/u) angenommen. Die Halbwertsbreite der spontanen Positronenlinie erhöht sich bei der Transformation auf $\tilde{\Delta E} \sim 80$ keV bzw. $\tilde{\Delta E} \sim 75$ keV. Sie wird somit, für große Verzögerungszeiten T , fast ausschließlich von der Doppler-Verbreiterung bestimmt.

(Doppler-) verbreitert sich eine der Verzögerungszeit $T = 6 \cdot 10^{-20}\text{s}$ zuzuordnende Positronenlinie mit der intrinsischen Breite (ΔE_{FWHM}) von $\Delta E \sim 60\text{ keV}$ auf $\tilde{\Delta E} \sim 80\text{ keV}$. Entsprechend erhält man für $T = 10 \cdot 10^{-20}\text{s}$: $\tilde{\Delta E} \sim 36\text{ keV}$, $\Delta E \sim 75\text{ keV}$. Dies wird in Abb. 6.12 verdeutlicht: Die durchgezogenen Kurven zeigen die spontanen Positronenlinien im Schwerpunktssystem eines $5.8\text{ MeV/u} - \text{U} + \text{Cm} - \text{Sto\ss}$ es für die beiden genannten Verzögerungszeiten, wobei die Halbwertsbreiten der Linien im Bereich $T \gtrsim 5 \cdot 10^{-20}\text{s}$ nahezu unabhängig von den kinematischen Parametern des einlaufenden Streuastes sein sollten. Dies wird belegt durch die gute Übereinstimmung in Abb. 4.12b zwischen der numerisch bestimmten Halbwertsbreite der Linie und dem von der Kinematik unabhängigen analytischen Ausdruck $\Delta E \sim 5.56\hbar/T$. Lediglich die Intensität der Linie steht aufgrund der Proportionalität zu $P_{1\text{so}}(0)$, vgl. Gl. (4.7), in direkter Abhängigkeit zur Eingangskinematik und wächst für $E_{\text{Lab}} = 6.05\text{ MeV/u}$ um $\lesssim 30\%$ an. Zur Transformation der Spektren ins Laborsystem (gestrichelte Kurven) wurde $\beta = \beta_{\text{cm}}(6.05\text{ MeV/u})$ verwendet.

Entsprechend der experimentell bestimmten Linienbreite erhält man somit, unter der Annahme des spontanen Zerfallsprozesses als Ursache der nachgewiesenen Linie, eine nukleare Verzögerungszeit von $T \gtrsim 6 \cdot 10^{-20}\text{s}$, die Form der Doppler-verbreiterten Linie wird allerdings erst mit $T \gtrsim 10^{-19}\text{s}$ gut beschrieben (Abb. 6.11).

Aus der energetischen Position der Linie im Positronenspektrum läßt sich im Rahmen dieser Interpretation auf den (parametrisierten) internuklearen Abstand R_T während der Reaktion schließen: $R_T \sim 16\text{ fm}$. (Dieser Wert gilt im Rahmen der ATDHF-Näherung. Bei Vernachlässigung der elektronischen Abschirmung (Coulomb-Potential-Näherung) muß $R_T \sim 20\text{ fm}$ angenommen werden, vgl. Abb. 4.14a und b.)

Die Wahrscheinlichkeit für spontane Positronenproduktion in einer zeitverzögerten Kollision ist mit der beobachtbaren Rate in der experimentell vermessenen Linie zu vergleichen. Entsprechend der Definition Gl. (6.4) genügt ein Bruchteil $q = P_{e^+,\text{exp}}/P_{e^+,\text{th}} \approx 1.3 \cdot 10^{-3}$ zeitverzögerter Stöße pro elastisch gestreutem Teilchen (im betreffenden Winkelfenster), um die beobachtete Struktur zu erzeugen. Dabei ist angenommen, daß der in gewöhnlicher

Rutherford-Streuung emittierte Anteil des atomaren Positronenspektrums sowohl von entfernten als auch von nahen Stößen stammt, d.h., daß eine experimentelle Separation zwischen Vorwärts- und Rückwärtsstreuung ($f \neq 1$ in Gl. (6.6)) nicht stattfindet. Als Einschußenergie wurde $E_{\text{Lab}} = 5.8 \text{ MeV/u}$ angenommen, eine Erhöhung der Energie auf 6.05 MeV/u führt zu einer Steigerung der spontanen Positronenrate um $\lesssim 30\%$ und einem entsprechend verminderten Beimischungsfaktor q . Darüber hinaus stellt der Wert $q \sim 1.3 \cdot 10^{-3}$ eine Maximalabschätzung unter Verwendung der oben genannten Verzögerungszeit von 10^{-19} s dar. Größere Zeiten T führen aufgrund der erhöhten Rate spontaner Positronen ebenfalls zu kleineren q -Werten. Schließlich ist der deduzierte Beimischungsfaktor noch abhängig von der gewählten Näherung des atomaren Gesamtpotentials, Gl. (2.5) und (3.1), vgl. Abb. 4.15, und gilt hier im Rahmen der ATDHF-Approximation.

Unter der allerdings im Widerspruch [Cow84] zum Experiment [Sch83a] stehenden Annahme eines völlig isotropen Aufbruchs des nuklearen Riesenmoleküls läßt sich der Wert q in Beziehung setzen zum totalen nuklearen Reaktionsquerschnitt σ^N , Gl. (6.8). Man erhält dann (für $q = 1.3 \cdot 10^{-3}$) den Maximalwert $\sigma^N \sim 22 \text{ mb}$. Für ein asymptotisch langlebiges Riesenmolekül ${}_{188}\text{X}$ wäre die spontane Positronenausbeute maximal, der nukleare Wirkungsquerschnitt σ^N würde sich dementsprechend (vgl. Abb. 4.12e) bis auf $\sigma^N \sim 8 \text{ mb}$ reduzieren. Bei anisotropem Aufbruch verringert sich σ^N entsprechend der Winkelfokussierung.

Um eine Abschätzung für die Anzahl der an der Reaktion beteiligten Drehimpulskanäle zu erhalten, setzen wir σ^N dem geometrischen Querschnitt πb_c^2 gleich und definieren somit einen Grenzdrehimpuls $\ell_c = \mu v_\infty b_c$. Dieser beträgt im Rahmen der obigen Näherungen maximal $\sim 47 \hbar$. (Unter der Annahme des Trägheitsmoments einer klassischen Hantel entspricht dies einer maximalen intrinsischen Rotationsenergie des nuklearen Riesenmoleküls von $\lesssim 1.5 \text{ MeV}$.) Allerdings legen die Berechnungen im Rahmen der quantenmechanischen Erweiterung des semiklassischen Modells (vgl. Abschnitt 5.3) die Vermutung nahe, daß einige wenige Drehimpulskanäle im Bereich einiger hundert $\hbar$ zum nuklearen Wirkungsquerschnitt σ^N beitragen.

Sämtliche obigen Abschätzungen zur Kernphysik dieser unerwartet langen Kernreaktionen sind ausschließlich semiquantitativer Natur, da sie sehr stark von den getroffenen Annahmen bezüglich des Reaktionsmechanismus abhängen.

Darüber hinaus muß eine Annahme über den in gewöhnlicher Rutherford-Streuung emittierten atomaren Positronen-'Untergrund' getroffen werden, was weitere Unsicherheiten, u.a. bezüglich der Halbwertsbreite und der integralen Wahrscheinlichkeit der Linie impliziert. Dies betrifft jedoch nicht nur die Frage der Symmetrisierung gemäß Gl. (6.6). Auch das Problem der Näherung des elektronischen Gesamtpotentials, Gl. (2.5) und (3.1), spielt hierbei eine entscheidende Rolle - und dies nicht nur bezüglich der Interpretation der intrinsischen Informationen der Linie. Diese Problemstellung soll u.a. im nächsten Abschnitt untersucht werden.

6.2d Die Auswirkungen der elektronischen Abschirmung auf die Interpretation der Positronenspektren im $U + U$ - Stoß

Spektren der in Schwerionenstößen emittierten Positronen mit linienartigen Strukturen wurden nicht nur im System $U + Cm$ (Abschnitt 6.2c), sondern in einem unabhängigen Experiment auch für das leichtere, symmetrische System $U + U$ vermessen. M. Clemente, Ch. Kozhuharov, P. Kienle und Mitarbeiter [Cle83,84] bestimmten die entsprechenden Positronenraten mit Hilfe eines anderen Detektorsystems, dem sogenannten Orange-Spektrometer - und zwar für die drei Einschußenergien $E_{Lab} = 5.7 \text{ MeV/u}$, 5.9 MeV/u und 6.2 MeV/u und diverse Winkelfenster. Diese Spektren sollen nun als nächste diskutiert werden.

Dies geschieht vor allem auch im Hinblick auf den möglichen Einfluß der unterschiedlichen Näherungen für das auf die Elektronen wirkende Gesamtpotential bezüglich Informationsgehalt und Interpretation der positronischen Linien. In Abschnitt 3.2 wurde erläutert, daß die Vernachlässigung der elektronischen Abschirmung, Gl. (3.1), in den Spektren gewöhnlicher Rutherford-Streuung sowohl eine Verschiebung des Emissionsmaximums zu höheren

Positronenenergien hin als auch eine Erhöhung der Positronenerzeugungswahrscheinlichkeiten (außer bei kleineren kinetischen Energien) bewirkt. Zur Reproduktion und Interpretation der experimentellen Daten ist es deshalb von Wichtigkeit, ob die theoretischen Rechnungen zur Bestimmung des atomaren Positronen-'Untergrundes' im Rahmen der ATDHF-Approximation oder in der Coulomb-Potential-Näherung durchgeführt werden. Dies gilt natürlich auch bereits für die in Abschnitt 6.2a diskutierten integralen Positronenspektren, die noch keinerlei linienartige Strukturen aufwiesen. Hier führte die Anwendung der ATDHF-Näherung zu einer ausgezeichneten Reproduktion der experimentellen Werte.

In den Abb. 6.13, 6.14 und 6.15 sind die experimentell bestimmten Positronenerzeugungswahrscheinlichkeiten [Cle84] im $U + U$ -Stoß für die drei Einschußenergien $E_{\text{Lab}} = 5.7 \text{ MeV/u}$, 5.9 MeV/u und 6.2 MeV/u und diverse Winkelfenster der gestreuten Teilchen aufgetragen. Bei der kleinsten Energie von 5.7 MeV/u zeigt sich eine Linie bei $E_e^+ \sim (308 \pm 15) \text{ keV}$ mit einer Breite von $(56 \pm 9) \text{ keV}$ [Cle84] lediglich in Koinzidenz zu in ein Winkelfenster von $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ \pm 7^\circ$ gestreuten Urankernen (Abb. 6.13a). Die Erzeugungsrate in der Linie pro im Winkelfenster nachgewiesener Kollision beträgt $P_e^+ \sim (8.9 \pm 2.) \cdot 10^{-6}$. Für $E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$ und $40.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 49^\circ$ (Abb. 6.14a) betragen die entsprechenden Werte: $E_e^+ \sim (290 \pm 8) \text{ keV}$ für die Position der Linie, $\Delta E_e^+ \sim (81 \pm 9) \text{ keV}$ für die Breite der Struktur und $P_e^+ \sim (8.6 \pm .8) \cdot 10^{-6}$ für die integrale Positronenrate in der Linie. In einem Winkelfenster von $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 38^\circ$ (Abb. 6.14b) ist eine statistisch signifikante Linie mit $E_e^+ \sim (281 \pm 7) \text{ keV}$ und $\Delta E_e^+ \sim (73 \pm 8) \text{ keV}$ zu beobachten [Cle84]. Eine entsprechende Untersuchung der $6.2 \text{ MeV/u} - U + U$ -Daten führt ebenfalls zur Beobachtung einer linienartigen Struktur, allerdings nicht für ein Winkelfenster um 45° , sondern für $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 32^\circ$ (Abb. 6.15b). Sie ist um eine mit $(254 \pm 15) \text{ keV}$ sehr niedrige Positronenenergie zentriert und besitzt eine Breite von $(81 \pm 18) \text{ keV}$.

Man sollte hinzufügen, daß die in [Cle83] publizierte Auswertung derselben experimentellen Rohdaten teilweise andere Werte für Lage, Breite und Intensität der Linie enthält. Dies hängt u.a. damit zusammen, daß eine andere Annahme über den in Rutherford-Streuungen emittierten atomaren Positronen-'Untergrund' getroffen wur-

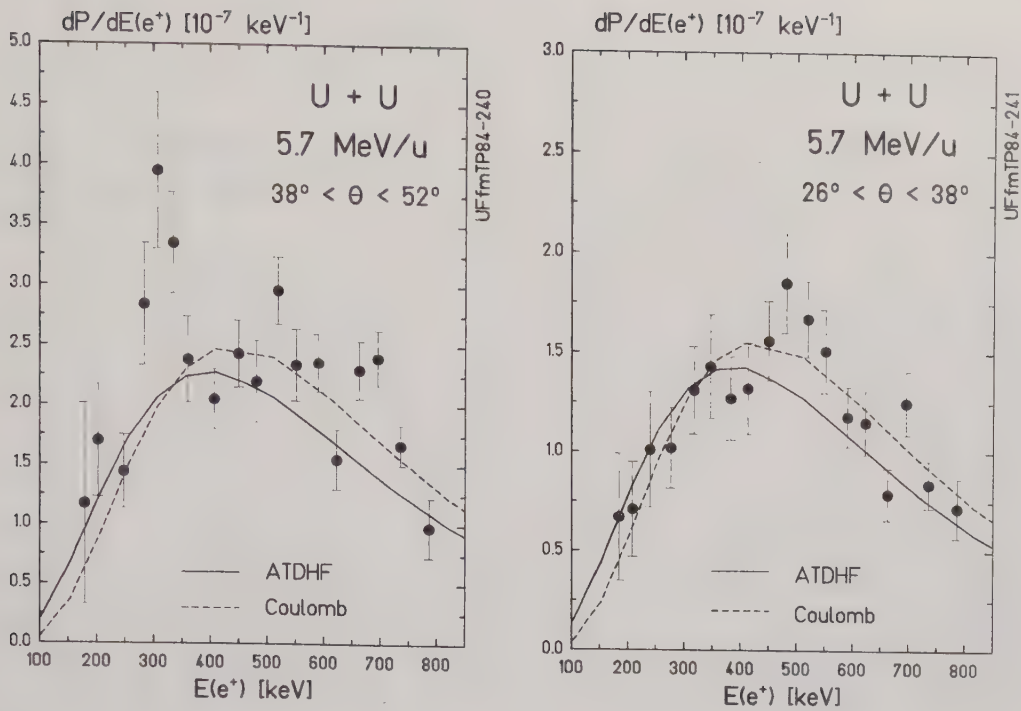


Abb. 6.13: Vergleich der in ATDHF-Approximation (durchgezogene Linien) und der in Coulomb-Potential-Näherung (gestrichelt) berechneten Positronenspektren im 5.7 MeV/u - U + U - Stoß für die beiden Streuwinkelfenster $38^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 52^\circ$ (Teil a) und $26^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 38^\circ$ (Teil b). Die absolut aufgetragenen theoretischen Wahrscheinlichkeiten werden experimentellen Daten der Orange-Kollaboration um M. Clemente, P. Kienle und C. Kozhuharov [Cle84] gegenübergestellt. Da diese den nuklearen Untergrund noch beinhalten, ist die bessere Übereinstimmung der im Rahmen der Coulomb-Potential-Näherung berechneten Werte (vgl. den hochenergetischen Bereich in Teil a sowie das Spektrum in b) nur vordergründig.

de: früher Coulomb-Potential-Näherung [Cle83], nunmehr ATDHF-Approximation [Cle84]. Die theoretischen Positronenproduktionswahrscheinlichkeiten beider Näherungen werden in den Abb. 6.13, 6.14 und 6.15, ohne die Verwendung eines Skalierungs- oder Fitfaktors, durch die durchgezogenen (ATDHF-Approximation) bzw. durch die gestrichelten Kurven (Coulomb-Potential-Näherung) charakterisiert.

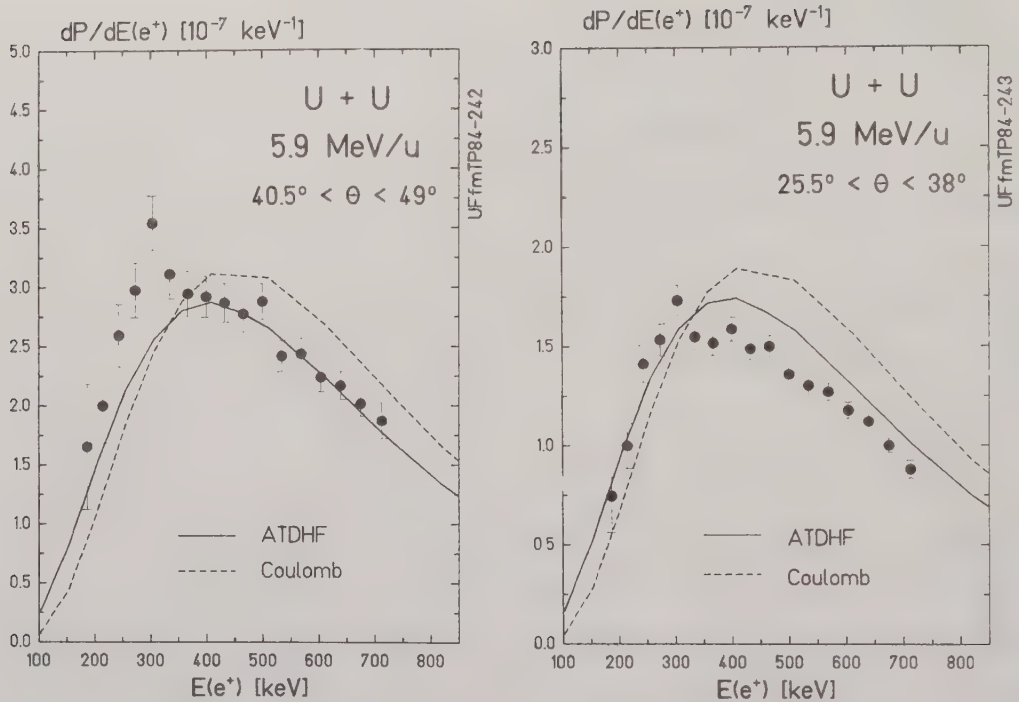


Abb. 6.14: Wie in Abb. 6.13, diesmal für den 5.9 MeV/u - U + U - Stoß und die beiden Winkelfenster $40.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 49^\circ$ (Teil a) und $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 38^\circ$ (Teil b). Die [Cle84] entnommenen experimentellen Daten sind erneut nicht auf den nuklearen Untergrund korrigiert. Eine neuere, unpublizierte Auswertung [Tse84] der experimentellen Rohdaten führt auch im Winkelfenster $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 38^\circ$ zu einer vordergründig guten Übereinstimmung mit den in ATDHF-Approximation berechneten, theoretischen Raten.

Die experimentellen Daten enthalten einen bezüglich der Positronenenergie E_{e^+} glatten Beitrag sogenannter nuklearer Positronen (Konversionsanteil), der beispielsweise im 5.9 MeV/u - U + U - Stoß, $40.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 49^\circ$, zwischen $\sim 26\%$ und $\sim 29\%$ (außerhalb der Linienstruktur) beträgt, im Winkelfenster $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 38^\circ$ jedoch zwischen $\sim 25\%$ und $\sim 30\%$ liegt [Tse84].

Die Übereinstimmung zwischen experimentellen Daten und den theoretischen Emissionswahrscheinlichkeiten beider Näherungen ist nicht eindeutig. So scheinen die Positronenraten für die Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 5.7 \text{ MeV/u}$ und $\theta_{\text{Lab}} = 32^\circ \pm 6^\circ$ durch die

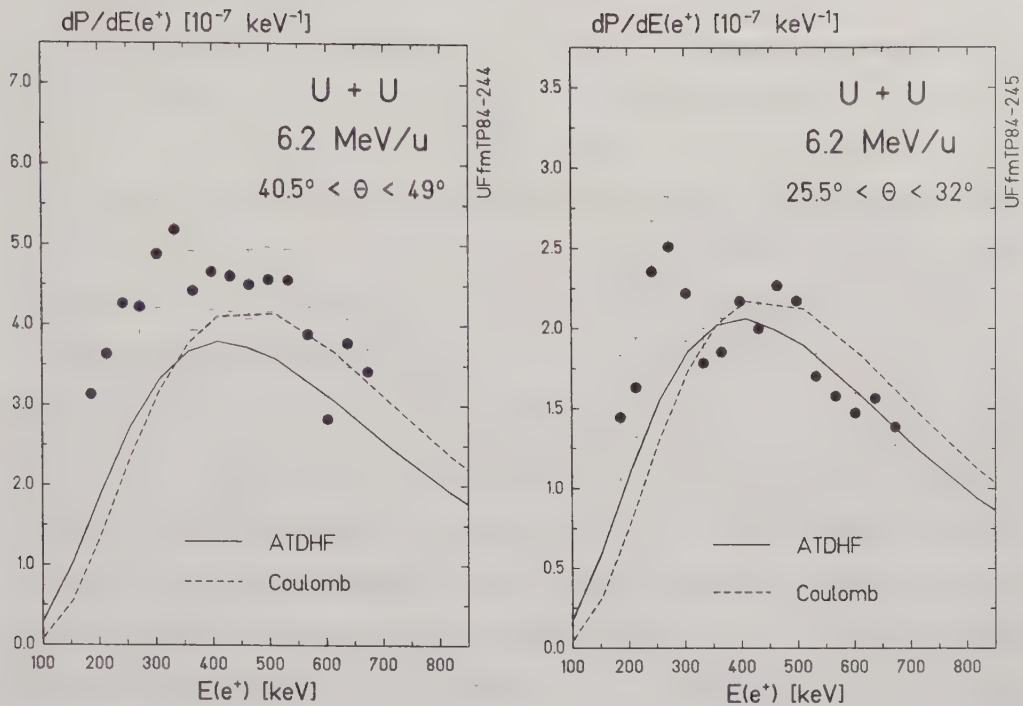


Abb. 6.15: Entsprechend den Abbildungen 6.13 und 6.14, allerdings für eine Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$ und die beiden Winkelfenster $40.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 49^\circ$ (Teil a) und $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 32^\circ$ (Teil b). Die im Rahmen der ATDHF-Approximation (durchgezogene Linien) und der Coulomb-Potential-Näherung (gestrichelt) erzielten, theoretischen Resultate werden erneut mit experimentellen Daten aus [Cle84] verglichen.

Coulomb-Potential-Näherung ebenso gut reproduziert (Abb. 6.13b) wie der mittel- und hochenergetische Bereich im Winkelfenster um 45° derselben Einschußenergie (Abb. 6.13a). Da allerdings die experimentellen Spektren den nuklearen Untergrund noch beinhalten, würde dessen Berücksichtigung die experimentellen Absolutwerte um $\sim 25\%$ bis 30% reduzieren, so daß diese Übereinstimmung bezüglich der Absolutskalen nicht viel bedeutet.

Die im hochenergetischen Bereich strukturlosen Positronenspektren der Einschußenergie $E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$ (Abb. 6.14) werden dagegen durch die theoretischen Wahrscheinlichkeiten in ATDHF-Approximation sehr gut beschrieben. Dies trifft auch für

den Winkelbereich $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 38^\circ$ (Teil b) zu, wie eine neuere, unpublizierte Auswertung [Tse84] der experimentellen Rohdaten ergibt. Die theoretischen Werte zur Coulomb-Potential-Näherung überschätzen dagegen bereits die nicht auf den nuklearen Untergrund korrigierten experimentellen Daten.

Der Vergleich zur Positronenemission in $6.2 \text{ MeV/u} - \text{U} + \text{U} -$ Stößen erfolgt in Abb. 6.15.

Es sollte an dieser Stelle daran erinnert werden, daß derartige Diskrepanzen zwischen experimentellen Daten und theoretischen Positronenwahrscheinlichkeiten (in ATDHF-Näherung) in den bisher untersuchten Konfigurationen (Abbildungen 6.3, 6.4 und 6.8; unter Vorbehalt auch 6.6, 6.10 und 6.11) nicht bestanden haben.

Diese Problematik und somit auch die Schwierigkeit einer exakten experimentellen Bestimmung des nuklearen Untergrundes wird im folgenden dadurch umgangen, daß die theoretischen Wahrscheinlichkeiten mit Hilfe eines Least-Square-Fits an den hochenergetischen Bereich ($E_e \gtrsim 375 \text{ keV}$) der experimentellen Spektren angepaßt werden. Dies sollte für die in diesem Bereich strukturlosen Spektren des $5.9 \text{ MeV/u} - \text{U} + \text{U} -$ Stoßes (Abb. 6.14) eine gute Näherung darstellen, inwieweit dies auch für die Spektren Abb. 6.13a und Abb. 6.15b noch sinnvoll erscheint, bleibt dahingestellt.

Die beiden hier diskutierten unterschiedlichen Annahmen für das elektronische Gesamtpotential implizieren dann jedoch, über das atomare Untergrundspektrum, Unsicherheiten bezüglich der Halbwertsbreite und der integralen Wahrscheinlichkeit der experimentell bestimmten Positronenlinie. In Abschnitt 4.5 haben wir darüber hinaus gesehen, daß die Art der Näherung zu unterschiedlichen Aussagen über Lage, Breite und Inhalt der theoretischen Linie führt. Die daraus insgesamt folgenden Auswirkungen auf die Interpretation der Strukturen werden mit Hilfe der Abb. 6.16 bis 6.19 verdeutlicht.

Wir beginnen mit den leichter zu deutenden Spektren zur Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$, $2a \sim 17.36 \text{ fm}$, (Abb. 6.17 und 6.18). Die experimentellen Daten [Cle84] stimmen mit denen in Abb. 6.14 überein. Die theoretischen Kurven zur Bestimmung des in gewöhnlicher Rutherford-Streuung emittierten Positronen-'Untergrundes' werden mit Hilfe eines Least-Square-Fits durch Skalierung

rungsfaktoren $s \sim 1.01$ (ATDHF) und $s \sim .87$ (Coulomb) an den hochenergetischen Bereich des experimentellen Spektrums im Winkel-fenster $40.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 49^\circ$ angepaßt (Abb. 6.17); für das Winkel-fenster $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 38^\circ$ (Abb. 6.18) beträgt $s \sim .88$ (ATDHF) bzw. $s \sim .76$ (Coulomb).

Die linienartige Struktur in Abb. 6.17 wird, unter der Annahme spontanen Ursprungs, in ATDHF-Approximation gut durch eine nukleare Reaktion der Dauer $T \gtrsim 5 \cdot 10^{-20} \text{ s}$ bei einem parametrisier-ten internuklearen Abstand $R_T \sim 11.5 \text{ fm}$ beschrieben (Abbildungs-teil a). Der Beimischungsfaktor q der zeitverzögerten Stöße, relativ zum Anteil gewöhnlicher Rutherford-Streuung in das betreffende Winkelfenster, beträgt $q \sim 1.2 \cdot 10^{-3}$. Entsprechend bestimmt sich, unter der Annahme eines Symmetrisierungsfaktors $f = 1$ in Gl. (6.6) und eines isotropen Aufbruchs des Riesenmoleküls (bzw. -kerns), Gl. (6.8); der nukleare Wirkungsquerschnitt zu $\sigma^N \sim 12 \text{ mb}$. q ist hierbei nicht auf den Skalierungsfaktor s korrigiert, da dynamische und spontane (theoretische) Positronenerzeugungswahrscheinlichkei-ten durchaus nicht mit demselben Faktor skalieren müssen (wenn überhaupt!). D.h.: skalieren die theoretischen Wahrscheinlichkeiten zur Bestimmung des atomaren Positronen-'Untergrundes', also auf-grund der Reproduktion des hochenergetischen Bereiches des expe-rimentellen Spektrums, so wird dieser Faktor bei der Bestimmung der Beimischung q nicht berücksichtigt.

In Coulomb-Potential-Näherung wird das in Rutherford-Stößen emittierte Positronenspektrum zu höheren kinetischen Positronen-energien hin verschoben, die Emissionswahrscheinlichkeiten sind darüber hinaus im hochenergetischen Bereich größer (vgl. Abb. 3.2b). Deshalb verringert sich nach einem Anfitten der theore-tischen Werte an die experimentellen Daten dieses Bereiches der Rutherford-Anteil an Positronen unter der Linie (Abb. 6.17b), die Linie gewinnt an Intensität: Ihre Halbwertsbreite verringert sich einerseits beachtlich, andererseits erscheinen ihre Flanken über-höhht. Letzteres erschwert die Aufgabe, die augenblicklich disku-tierte experimentelle Struktur durch eine (spontane) Positronenlinie anzufitten. Abb. 6.17b zeigt dementsprechend zwei mögliche Fits in Coulomb-Potential-Näherung: Durch eine kleine nukleare Verzö-gerungszeit von $T \sim 3.3 \cdot 10^{-20} \text{ s}$ wird der niederenergetische

Bereich des experimentellen Spektrums gut beschrieben, während die Breite der experimentellen Struktur überschätzt wird. Da die asymptotische Lage des berechneten Peaks nach dieser (relativ kurzen) Verzögerungszeit noch nicht erreicht ist (Abb. 4.12a), parametrisiert die Lage des experimentellen Maximums nicht exakt den internuklearen Abstand R_T während der Kernreaktion; vielmehr

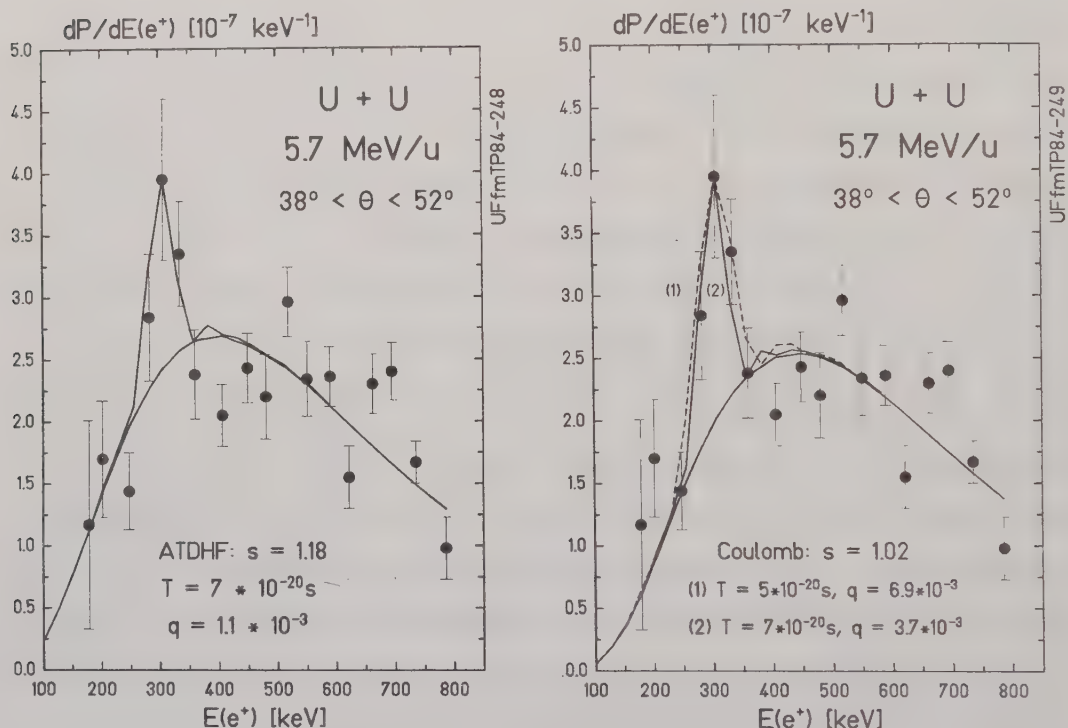


Abb. 6.16: Reproduktion der experimentell [Cle84] beobachteten Linie im 5.7 MeV/u - U + U - Positronenspektrum (s. Abb. 6.13a) durch die Annahme eines gleichzeitigen Nachweises gewöhnlicher, Rutherford-gestreuter Ionen und zeitverzögerter Kollisionen im Winkelfenster $38^\circ < \theta_{Lab} < 52^\circ$. - **Teil a:** Das in ATDHF-Approximation berechnete atomare Spektrum gewöhnlicher Rutherford-Streuung aus Abb. 6.13a wird im hochenergetischen Bereich mit Hilfe eines Least-Square-Fits den experimentellen Daten angepaßt, der Skalierungsfaktor beträgt $s \sim 1.18$. Die Position der Linie läßt im Rahmen der ATDHF-Approximation auf einen (parametrisierten) internuklearen Abstand $R_T \sim 11.5$ fm schließen, die Breite auf eine nukleare Lebens-

ist $R_T \sim 16.5 \text{ fm}$ zu wählen. Der Beimischungsfaktor beträgt $q \sim 10^{-2}$, entsprechend $\sigma^N \sim 100 \text{ mb}$ (!).

Bei der Abschätzung der q -Werte zur Coulomb-Potential-Näherung wird davon ausgegangen, daß das Verhältnis der spontanen Positronenraten in ATDHF-Approximation und in Coulomb-Potential-Näherung, $P_e^+(\text{ATDHF}) / P_e^+(\text{Coulomb})$, im wesentlichen nur vom Verhältnis der jeweiligen Zerfallsbreiten, $\Gamma_{1s}^{\text{HFS}}(R_T(\text{HFS})) / \Gamma_{1s}^{\text{Cb}}(R_T(\text{Cb}))$, und vom Verhältnis der K-Loch-Raten zum Beginn der Kernreaktion, $P_K(\text{ATDHF}, t=0) / P_K(\text{Cb}, t=0)$, abhängt. Das Verhältnis der K-Loch-Raten wird im Bereich der Einschußenergien $E_{\text{Lab}} = 5.7 \text{ MeV/u}$ bis 6.2 MeV/u als konstant angenommen und auf die Spektren in Abb. 4.16 normiert. Die Variation der Ionisationsrate bei der Nachjustierung des internuklearen Abstandes, also beim Übergang vom Rutherford'schen Minimalabstand $2a$ zum parametrisierten Reaktionsabstand R_T , wird bei der Abschätzung des Parameters q in Coulomb-Potential-Näherung ebenfalls vernachlässigt. Die Berücksichtigung dieses Effektes würde allerdings den bereits jetzt sehr großen nuklearen Wirkungsquerschnitt von $\sigma^N \sim 100 \text{ mb}$ nur noch mehr erhöhen. (Schließlich stimmt R_T in Coulomb-Potential-Näherung relativ gut mit $2a(5.9 \text{ MeV/u}) \sim 17.36 \text{ fm}$ überein, wäh-

dauer von $T \sim 7 \cdot 10^{-20} \text{ s}$. Zur Reproduktion der Linienintensität wurde ein Beimischungsfaktor von $q \sim 1.1 \cdot 10^{-3}$ gewählt. - **Teil b:** Die experimentellen, allerdings nicht auf den nuklearen Untergrund korrigierten Daten werden in Coulomb-Potential-Näherung durch die Wahl $s \sim 1.02$ am besten beschrieben. Die Reproduktion der beobachteten Linienstruktur gelingt dann durch die folgenden Parameter: (1) $T \sim 5 \cdot 10^{-20} \text{ s}$, $R_T \sim 16 \text{ fm}$ und $q \sim 6.9 \cdot 10^{-3}$, bzw. (2) $T \sim 7 \cdot 10^{-20} \text{ s}$, $R_T \sim 16 \text{ fm}$ und $q \sim 3.7 \cdot 10^{-3}$. - Die Berücksichtigung der Abschirmung führt zu einer guten Übereinstimmung im Niederenergiebereich, während die Emissionswahrscheinlichkeiten für Positronenenergien $E_e \gtrsim 400 \text{ keV}$ aufgrund der starken experimentellen Fluktuationen in beiden Näherungen nur schlecht wiedergegeben werden.

rend die Kernkonfiguration bei Berücksichtigung der elektronischen Abschirmeffekte sehr stark, auf $R_T \sim 11.5$ fm, nachjustiert werden mußte.)

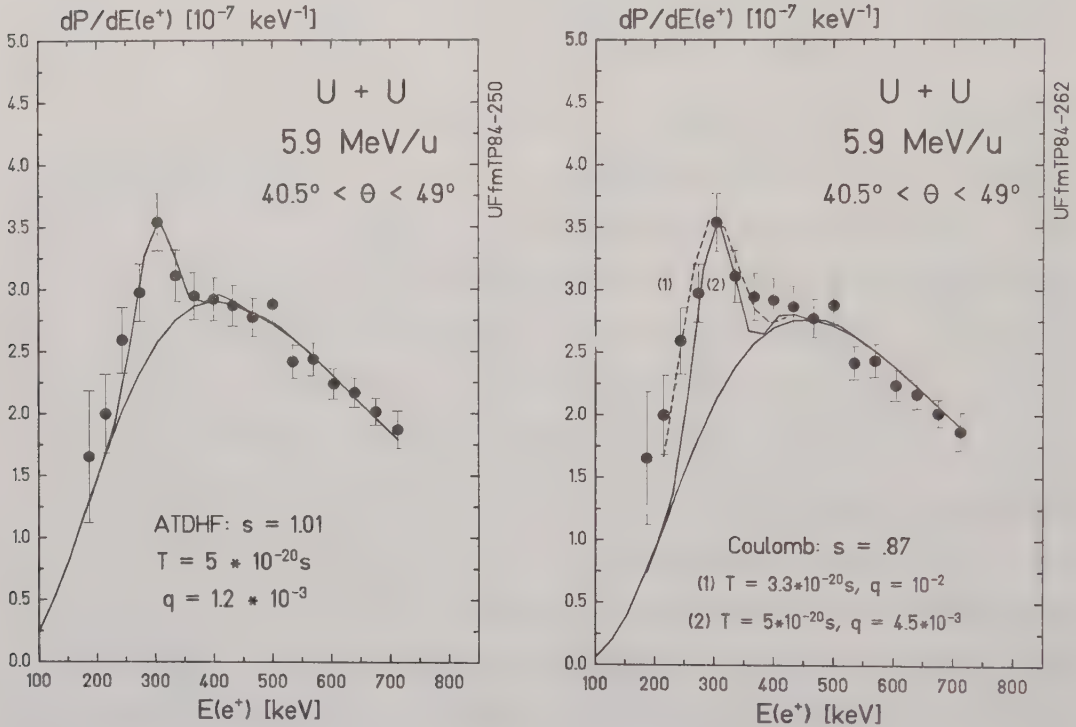


Abb. 6.17: Wie in Abb. 6.16, diesmal für den $U + U$ - Stoß bei einer Einschußenergie von $E_{Lab} = 5.9$ MeV/u und einem Winkelfenster von $40.5^\circ < \theta_{Lab} < 49^\circ$ (vgl. Abb. 6.14a). Der Fit der für die gewöhnliche Rutherford-Streuung berechneten, theoretischen Spektren an die experimentellen [Cle84] Positronenraten im Hochenergiebereich erfordert Skalierungsfaktoren $s \sim 1.01$ (ATDHF-Approximation) bzw. $s \sim .87$ (Coulomb-Potential-Näherung). Zur Reproduktion der beobachteten Linie dient in **Teil a** (ATDHF-Approximation) der folgende Satz kernphysikalischer Parameter: $T \sim 5 \cdot 10^{-20}$ s, $R_T \sim 11.5$ fm und $q \sim 1.2 \cdot 10^{-3}$. In **Teil b** (Coulomb-Potential-Näherung) sind zwei Beispiele aufgetragen: (1) $T \sim 3.3 \cdot 10^{-20}$ s, $R_T \sim 16.5$ fm und $q \sim 10^{-2}$ (gestrichelt), sowie (2) $T \sim 5 \cdot 10^{-20}$ s, $R_T \sim 16$ fm und $q \sim 4.5 \cdot 10^{-3}$ (durchgezogene Linie). Zur Diskussion dieser Parameter vgl. Text.

Beim Übergang von der ATDHF-Approximation zur Coulomb-Potential-Näherung führt also nicht alleine die Verringerung des in gewöhnlicher Rutherford-Streuung emittierten Untergrundes zur Abschätzung eines vergrößerten nuklearen Wirkungsquerschnitts σ^N , wie auch ein Fit in Abb. 6.17b mit derselben Verzögerungszeit wie in Abbildungsteil a beweist. Die nuklearen Parameter betragen hierbei: $T \sim 5 \cdot 10^{-20} \text{s}$, $R_T \sim 16 \text{ fm}$ und $q \sim 4.5 \cdot 10^{-3}$. Statt der erwarteten Erhöhung der Positronenintensität in der berechneten Linie entsprechend Abb. 4.16 führt nämlich einerseits die verrin-

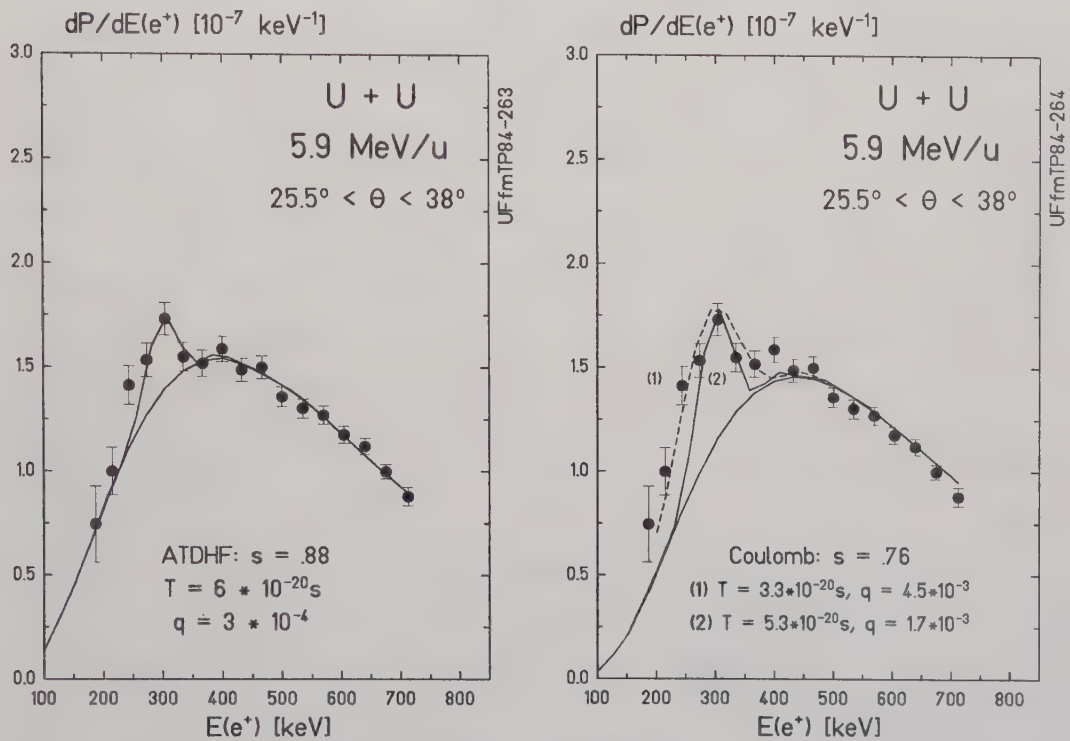


Abb. 6.18: Positronenspektren im 5.9 MeV/u - U + U - Stoß wie in Abb. 6.17, allerdings für das Winkelfenster $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 38^\circ$ [Cle84]. Die im Text und in den Abbildungen 6.16 und 6.17 beschriebenen Parameter für **Teil a** (ATDHF-Approximation) sind: $s \sim .88$, $T \sim 6 \cdot 10^{-20} \text{s}$, $R_T \sim 11.5 \text{ fm}$ und $q \sim .3 \cdot 10^{-3}$. In **Teil b** (Coulomb-Potential-Näherung) werden verwendet: $s \sim .76$, sowie (1) $T \sim 3.3 \cdot 10^{-20} \text{s}$, $R_T \sim 16.5 \text{ fm}$ und $q \sim 4.5 \cdot 10^{-3}$ (gestrichelt) und (2) $T \sim 5.3 \cdot 10^{-20} \text{s}$, $R_T \sim 16 \text{ fm}$ und $q \sim 1.7 \cdot 10^{-3}$ (durchgezogene Linie).

gerte K-Loch-Rate, andererseits aber die verringerte Zerfallsbreite (HFS: $R_T \sim 11.5 \text{ fm}$, $\Gamma_{1s} \sim 3 \text{ keV}$; Coulomb: $R_T \sim 16 \text{ fm}$, $\Gamma_{1s} \sim 2 \text{ keV}$ bzw. $R_T \sim 16.5 \text{ fm}$, $\Gamma_{1s} \sim 1.8 \text{ keV}$; vgl. Abb. 4.15) zu einer drastischen Reduzierung der Linienintensität und einer entsprechenden (reziproken) Erhöhung des benötigten Beimischungsfaktors q .

Der entsprechende Vergleich für das Winkelfenster $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 38^\circ$ bei derselben Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$ geschieht in Abb. 6.18. Für Teil a (ATDHF-Approximation) sind die folgenden Parameter gewählt: $s \sim .88$ (vgl. hierzu jedoch die Bemerkungen zu Abb. 6.14), $T \sim 6 \cdot 10^{-20} \text{ s}$, $R_T \sim 11.5 \text{ fm}$, $q \sim .3 \cdot 10^{-3}$, $\sigma^N \sim 6 \text{ mb}$. In Coulomb-Potential-Näherung (Teil b) werden stattdessen die folgenden (nuklearen) Kenngrößen benötigt, wobei erneut die Auswirkungen zweier Reaktionszeiten verglichen werden: $s \sim .76$; (i) $T \sim 3.3 \cdot 10^{-20} \text{ s}$, $R_T \sim 16.5 \text{ fm}$, $q \sim 4.5 \cdot 10^{-3}$; (ii) $T \sim 5.3 \cdot 10^{-20} \text{ s}$, $R_T \sim 16 \text{ fm}$, $q \sim 1.7 \cdot 10^{-3}$.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß der Vergleich zwischen Coulomb-Potential-Näherung und ATDHF-Approximation bezüglich der $5.9 \text{ MeV/u} - U + U -$ Spektren die Berücksichtigung der Abschirmung favorisiert - und dies aus dreierlei Gründen: einerseits besteht eine bessere Übereinstimmung zwischen experimentellen Spektren und theoretischen Wahrscheinlichkeiten im hochenergetischen Bereich. Unter Berücksichtigung des nuklearen Untergrundes im experimentellen Spektrum müßte der Skalierungsfaktor s bei ~ 1.3 (bis ~ 1.4) liegen, die Rechnungen ohne Abschirmung zeigen eine größere Diskrepanz zu diesem Wert. Andererseits läßt sich auch der nieder- und mittelenenergetische Bereich weitaus besser in ATDHF-Näherung unter der Annahme eines spontanen Ursprungs der Linie beschreiben. Darüber hinaus liefert diese Beschreibung viel kleinere nukleare Wirkungsquerschnitte σ^N als die Coulomb-Potential-Näherung und bietet damit mehr Spielraum zur Beschreibung der kernphysikalischen Vorgänge.

Der Vergleich der Ergebnisse (in ATDHF-Approximation) zu den beiden experimentellen Winkelfenstern $40.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 49^\circ$ (Abb. 6.17) und $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 38^\circ$ (Abb. 6.18) deutet, aufgrund der deduzierten, unterschiedlichen nuklearen Wirkungsquerschnitte ($\sigma^N \sim 12 \text{ mb}$ bzw. $\sigma^N \sim 6 \text{ mb}$) bei ungefähr gleicher nuklearer Verzögerungszeit T ($\sim 5 \cdot 10^{-20} \text{ s}$ bzw. $\sim 6 \cdot 10^{-20} \text{ s}$), eher auf eine

nichtisotrope Spaltung der Kernkonfigurationen hin. Da sämtliche Abschätzungen zur Kernphysik aber bereits aufgrund der experimentellen Fehlerbalken mit großen Unsicherheiten behaftet sind, sind solche Aussagen mit der gebotenen Vorsicht zu genießen.

Zusätzliche Schwierigkeiten entstehen darüber hinaus bei der Reproduktion der experimentellen Spektren im 5.7 MeV/u - U + U - Stoß (Abb. 6.13a und 6.16) und im 6.2 MeV/u - Stoß (Abb. 6.15b und 6.19). Neben der Linien bei $E_e^+ \sim 300$ keV kinetischer Positronenenergie weist der jeweilige mittel- und hochenergetische Bereich der Spektren starke Fluktuationen um die theoretische Kurve auf. So heben sich bei der Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 5.7$ MeV/u, $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ \pm 7^\circ$, zwei weitere mögliche Strukturen bei $E_e^+ \sim 500$ keV und $E_e^+ \sim 700$ keV vom theoretischen skalierten Spektrum gewöhnlicher Rutherford-Streuung ab (Abb. 6.16). Dieser 'Überschuß' ist eventuell auch im anderen Winkelfenster ($\theta_{\text{Lab}} = 32^\circ \pm 6^\circ$) noch vorhanden (Abb. 6.13b). Eine entsprechende Linie findet sich auch für $E_{\text{Lab}} = 6.2$ MeV/u, $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 32^\circ$, im hochenergetischen Bereich des Spektrums, $E_e^+ \sim 500$ keV (Abb. 6.19). Eine Diskussion über die mögliche Existenz von zwei oder mehr Linien im experimentellen Positronenspektrum wird in Abschnitt 6.2f geführt.

Für die dominante Linie im niederenergetischen Bereich bei $E_e^+ \sim (308 \pm 15)$ keV [Cle84] im U + U - Stoß, $E_{\text{Lab}} = 5.7$ MeV/u ($2a \sim 18$ fm), deduzieren wir in ATDHF-Approximation, nach einer Skalierung des Untergrund-Spektrums mit $s \sim 1.18$, die folgenden Parameter (Abb. 6.16a): $T \sim 7 \cdot 10^{-20}$ s, $R_T \sim 11.5$ fm, $q \sim 1.1 \cdot 10^{-3}$, $\sigma^N \sim 12$ mb. In Coulomb-Potential-Näherung wird eine Skalierung mit $s \sim 1.02$ vorgenommen. Anschließend werden die beiden folgenden Verzögerungszeiten angepaßt (Abb. 6.16b): (i) $T \sim 5 \cdot 10^{-20}$ s, $R_T \sim 16$ fm, $q \sim 6.9 \cdot 10^{-3}$; sowie (ii) $T \sim 7 \cdot 10^{-20}$ s, $R_T \sim 16$ fm, $q \sim 3.7 \cdot 10^{-3}$. Der nukleare Wirkungsquerschnitt berechnet sich zu $\sigma^N \sim 75$ mb bzw. $\sigma^N \sim 40$ mb. Bei einem Vergleich der beiden Näherungen fällt die gute Reproduktion der niederenergetischen Datenpunkte bei Berücksichtigung der Abschirmung auf, aber auch die insgesamt schlechte Übereinstimmung im Mittel- und Hochenergiebereich, $E_e^+ \sim 400$ keV. Die starken Fluktuationen der experimentellen Datenpunkte machen jedoch m.E. eine diesbezüglich exakte Diskussion überflüssig.

Das experimentelle Spektrum zum $U + U$ - Stoß, $E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$ ($2a \sim 16.5 \text{ fm}$), $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 32^\circ$ (Abb. 6.15), wird entsprechend untersucht. Die Skalierungskonstanten betragen $s \sim 1$ (ATDHF) bzw. $s \sim .91$ (Coulomb-Potential-Näherung), angepaßt bei kineti-

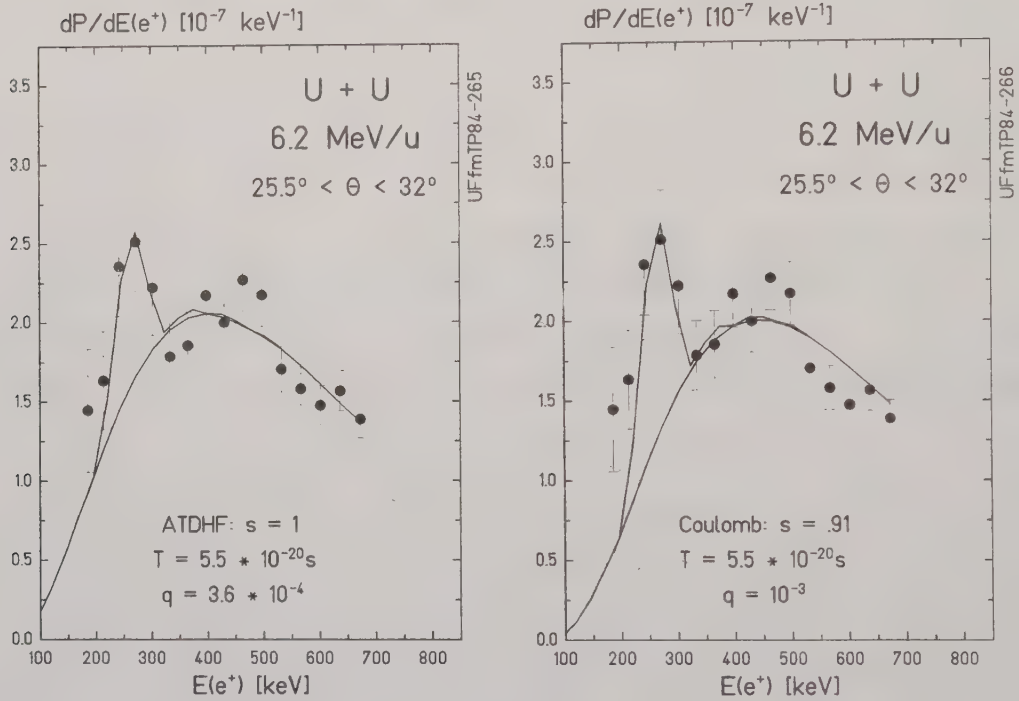


Abb. 6.19: Entsprechend Abb. 6.16, allerdings für den 6.2 MeV/u - $U + U$ - Stoß bei einem Winkelfenster von $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 32^\circ$. Die Anpassung des theoretischen, in gewöhnlicher Rutherford-Streuung erzeugten Positronenuntergrundes an die experimentellen Daten [Cle84] erfolgt im Energiebereich $E_e + \gtrsim 325 \text{ keV}$. Die verwendeten Skalierungskonstanten betragen $s \sim 1$ (ATDHF-Approximation) bzw. $s \sim .91$ (Coulomb-Potential-Näherung). In Teil a (ATDHF-Approximation) wird die Linienstruktur durch den Parametersatz $T \sim 5.5 \cdot 10^{-20} \text{ s}$, $R_T \sim 13 \text{ fm}$ und $q \sim .36 \cdot 10^{-3}$ beschrieben; in Teil b (Coulomb-Potential-Näherung) erfolgt der Fit mit Hilfe derselben Verzögerungszeit $T \sim 5.5 \cdot 10^{-20} \text{ s}$, der internukleare Abstand beträgt $R_T \sim 17.5 \text{ fm}$ ($> 2a$!), der Beimischungsfaktor $q \sim 10^{-3}$.

schen Positronenenergien $E_e^+ \gtrsim 325$ keV. Eine nukleare Verzögerungszeit von $T \sim 5.5 \cdot 10^{-20}$ s beschreibt in ATDHF-Approximation recht gut die experimentelle Struktur, die übrigen Parameter sind $R_T \sim 13$ fm, $q \sim .36 \cdot 10^{-3}$, $\sigma^N \sim 8$ mb (Abb. 6.19a). Für den Fit in Coulomb-Potential-Näherung wird dieselbe Verzögerungszeit verwendet, für den internuklearen Abstand muß $R_T \sim 17.5$ fm ($> 2a = 16.5$ fm) gewählt werden, der Beimischungsfaktor beträgt $q \sim 10^{-3}$. Unter den obigen Vorbehalten führt die Reproduktion dieses experimentellen Spektrums in Coulomb-Potential-Näherung zu einer besseren Übereinstimmung im mittelergetischen Bereich, wohingegen die Anwendung der ATDHF-Approximation zu einer besseren Wiedergabe der niederenergetischen Flanke führt.

In Kap. 3 wurde erläutert, daß für das reale atomare Streuproblem sowohl die Berücksichtigung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung im Rahmen der ATDHF-Approximation als auch die völlige Vernachlässigung der Abschirmung (Coulomb-Potential-Näherung) Grenzfälle darstellen, innerhalb derer sich das Quasimolekül bewegt:

- Die Verwendung der ATDHF-Approximation setzt bekanntlich voraus, daß sich das quasimolekulare System während des Stoßes fortwährend im Grundzustand befindet, obwohl es dynamischen Anregungen unterworfen ist;
- die Coulomb-Potential-Näherung hingegen beschreibt das Molekül als wasserstoffähnliche Konfiguration, vernachlässigt also die Wechselwirkung der nichtionisierten Elektronen untereinander.

J. Reinhardt [Rei81c] untersuchte in einer Studie, welche Näherung die geeignetere sei zur Beschreibung der Atomphysik des nuklearen Riesenmoleküls. Dazu berechnete er im Rahmen des HFS-Formalismus die Bindungsenergie des $1s\sigma$ -Elektrons im $U + U$ -System bei einem internuklearen Abstand von $R \sim 16$ fm, wobei die unterschiedlichen Ionisationsraten der gebundenen Zustände zum Zeitpunkt $t = 0$ anhand der Zwischenergebnisse einer gekoppelten Kanalgleichungsrechnung zur Einschußenergie $E_{\text{Lab}} = 5.9$ MeV/u berücksichtigt wurden. Während die $1s\sigma$ -Bindungsenergie des wasserstoffähnlichen Systems bei 1323 keV liegt (Abb. 4.14b) und die HFS-Näherung 1218 keV ergibt (Abb. 4.14a), führt diese Beschreibung zu 1240 keV. Diese Betrachtung legt also eher die Verwendung der ATDHF-Approximation nahe.

6.2e Strukturen in anderen Schwerionensystemen

Neben den beiden in den Abschnitten 6.2c und 6.2d beschriebenen Stoßsystemen $U + Cm$ und $U + U$ wurden zwei weitere überkritische Konfigurationen, nämlich $U + Th$ mit Hilfe des Orange-Spektrometers [Cle84] sowie $Th + Cm$ mit Hilfe des EPOS-Transportsystems [Gre84,Cow84], bei Einschußenergien nahe der Coulomb-Barriere experimentell vermessen.

Das $U + Th$ - Spektrum, $Z = 182$, $E_{Lab} = 5.9 \text{ MeV/u}$, zeigt für das Winkelfenster $40.5^\circ < \theta_{Lab} < 49^\circ$, also unter ähnlichen Bedingungen wie für die $U + U$ - Steuerung in Abb. 6.14a, eine Struktur bei $E_e^+ \sim (310 \pm 14) \text{ keV}$ mit einer Breite von $(110 \pm 25) \text{ keV}$

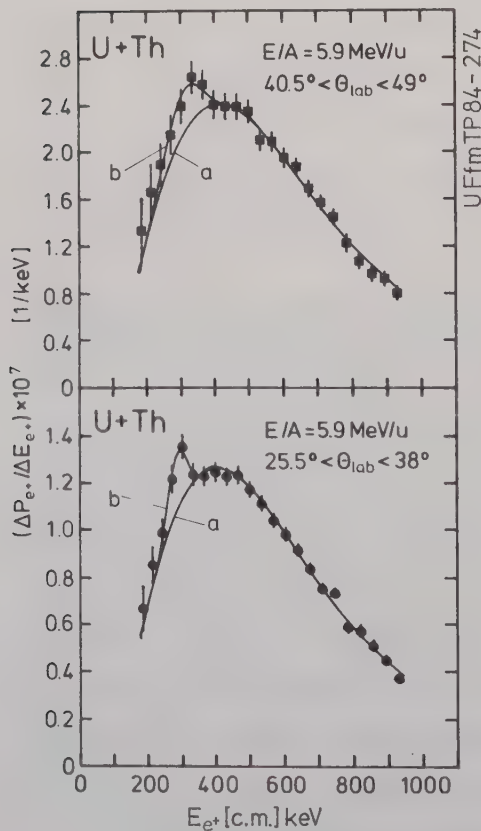


Abb. 6.20: Experimentelle Positronenspektren zum Stoßsystem $U + Th$ bei einer Einschußenergie von 5.9 MeV/u , gemessen für die beiden Ionen-Streufenster $40.5^\circ < \theta_{Lab} < 49^\circ$ (Teil a) und $25.5^\circ < \theta_{Lab} < 38^\circ$ (Teil b). Im oberen Abbildungsteil zeigt sich eine Struktur bei $E_e^+ \sim (310 \pm 14) \text{ keV}$ mit einer Breite von $(110 \pm 25) \text{ keV}$. Im zweiten Winkelfenster ist diese zu niedrigeren Positronenenergien $E_e^+ \sim (290 \pm 7) \text{ keV}$ bei einer Breite von $\Delta E \sim (61 \pm 12) \text{ keV}$ verschoben. Die mit 'a' bezeichneten Kurven repräsentieren die skalierte Theorie, die Reproduktion [Cle84] der beobachteten Positronenlinie (Kurven 'b') erfolgte durch eine Least-Square-Fit-Anpassung der Parameter in Gl. (4.7). Aus [Cle84].

(Abb. 6.20). Diese verschiebt sich zu niedrigeren Positronenenergien $E_e^+ \sim (290 \pm 7) \text{ keV}$, $\Delta E \sim (61 \pm 12) \text{ keV}$, wenn man die gestreuten Teilchen in einem Winkelfenster von $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 38^\circ$ (vgl. Abb. 6.14b) detektiert, weist also dasselbe qualitative Verhalten auf wie die im $U + U$ - System gefundene Linie. Die Struktur im $U + \text{Th}$ - Spektrum besitzt jedoch eine kleinere Intensität als die im $U + U$ - System.

Um den Urankern als möglichen Erzeuger der Positronenlinien auszuschließen, untersuchten H. Bokemeyer, T. Cowan, J.S. Greenberg, D. Schwalm et al. das Stoßsystem $\text{Th} + \text{Cm}$ unter denselben kinematischen Bedingungen wie das $U + \text{Cm}$ - System (Abschnitt 6.2c). Auch hier wurde ein Peak gefunden, wie man es für das überkritische System mit einer Gesamtkernladungszahl von $Z = 186$ auch erwarten konnte, sofern die zuvor beobachteten Strukturen spontanen Ursprungs waren. Allerdings zentriert sich dieser um die Positronenenergie $E_e^+ \sim 370 \text{ keV}$ [Gre84, Cow84], liegt also trotz der niedrigeren Kernladung rund 50 keV höher als die entsprechende Struktur in $U + \text{Cm}$.

6.2f Diskussion alternativer Prozesse

In diesem Abschnitt soll die Frage untersucht werden, welche Anhaltspunkte nun eigentlich dafür - oder auch dagegen - sprechen, daß es sich bei den experimentell beobachteten Strukturen in den Stoßsystemen $U + \text{Cm}$ ($Z = 188$), $\text{Th} + \text{Cm}$ ($Z = 186$), $U + U$ ($Z = 184$) und $U + \text{Th}$ ($Z = 182$) wirklich um die spontane(n) Positronenlinie(n) handelt. Eine alternative Erklärungsmöglichkeit der Linien als Konversionsstrukturen wird mit Hilfe einer Analyse der Linienform, der Diskussion der α - und der δ -Elektronen-Spektren und einer Bestimmung der Emittergeschwindigkeit mit hoher Sicherheit widerlegt. Nicht auszuschließen sind dagegen Konversionsprozesse im Riesensystem als mögliche Verursacher der Linien. Untersucht wird darüber hinaus die Frage, ob die Linie bei $E_e^+ \sim 300 \text{ keV}$ zusammen mit den im hochenergetischen Bereich der Positronenspektren beobachteten Strukturen geschlossen als verzögerungsbe-

dingte Interferenzen eines nichteintauchenden Niveaus (also unter Ausschluß der spontanen Positronenerzeugung) interpretiert werden kann. Eine andere Deutung der höherenergetischen Strukturen sieht sie als Stokes-Linien des spontanen Positronenproduktionsprozesses. Die Konsistenz der experimentellen Daten untereinander wird in diesem Abschnitt ebenfalls diskutiert.

Zunächst mußte von experimenteller Seite sichergestellt werden, daß es sich nicht um die Folgeerscheinungen nuklearer Übergänge handelt, die über innere Konversionsprozesse zu Linien in atomaren Anregungsspektren führen können. Einen ersten Anhaltspunkt erbrachte die Analyse der Linienform im Positronenspektrum [Cle83,Sch83a] mit einer nur sehr geringen Wahrscheinlichkeit für die innere Paarkonversion als Verursacher der Strukturen. P. Schlüter et al. [Sch83b] untersuchten diese Problematik unter einem etwas anderen Gesichtspunkt, indem sie die Auswirkungen möglicher nuklearer Übergänge auf die simultan zu messenden α - und δ -Elektronen-Spektren diskutierten.

Zwei unterschiedliche Prozesse sind prinzipiell als mögliche nicht-atomare Verursacher der positronischen Linien zu unterscheiden:

- (i) Die Strukturen werden durch Paarkonversion verursacht, d.h. ein Elektron des unteren Kontinuums wird aufgrund eines nuklearen Übergangs ins obere Kontinuum angeregt. Es wird eine Mindestenergie von $E_N = 2m_e c^2 + E_e^+$ benötigt, wobei E_e^+ die kinetische Energie der Positronen in der Linie und E_N die nukleare Übergangsenergie charakterisieren.
- (ii) Die monoenergetische Paarkonversion bewirkt den Übergang eines Elektrons aus dem unteren Kontinuum in einen nichtbesetzten, gebundenen Zustand (z.B. in das K-Niveau mit der Bindungsenergie E_K), wobei die Übergangsenergie exakt $E_N = 2m_e c^2 + E_e^+ - E_K$ betragen muß.

Darüber hinaus ist ein dritter Prozeß zu diskutieren, der zwangsläufig als Konkurrenzprozeß zu (i) und (ii) auftritt und zu Strukturen im δ -Elektronen-Spektrum führen kann:

- (iii) Die gewöhnliche innere Konversion, bei der ein Elektron aus einem gebundenen Niveau (z.B. der K-Schale) ins obere Kontinuum transferiert wird. Mit der nuklearen Übergangsenergie vom Betrage

E_N berechnet sich die kinetische Energie des emittierten δ -Elektrons zu $E_e = E_N - E_K$.

Die Verhältnisse sämtlicher drei Prozesse und dementsprechend die relativen Verhältnisse der Positronen-, δ -Elektronen- und γ -Intensitäten untereinander sind durch die Konversionskoeffizienten eindeutig bestimmt, sofern die Ionisationsrate des K-Niveaus während des nuklearen Übergangs bekannt ist [Sch83b]. D.h.: Die Intensität der Positronenlinien kann unter Verwendung der bekannten Konversionskoeffizienten [Sch79,81,Sof81b] in Intensitäten für Linien im γ -Spektrum (für nukleare E1, E2, M1 und M2-Übergänge) oder im Spektrum der emittierten δ -Elektronen (dies ist wichtig für nukleare E0-Übergänge) umgerechnet werden.

H. Bokemeyer et al. [Bok84] und M. Clemente et al. [Cle84] untersuchten die experimentell bestimmten γ - und δ -Elektronen-Spektren unter diesen Gesichtspunkten und fanden keinerlei Evidenzen für die berechneten Strukturen (Abb. 6.21 und 6.22). So überragt im EPOS-Experiment (Abb. 6.21) die E2-Konversionsstruktur das γ -Spektrum bei $E_\gamma \sim 1300$ keV um einen Faktor > 10 , unter der Annahme von E1-Konversion beträgt der Unterschied immerhin noch einen Faktor ~ 3.5 . Die Annahme von E0-Konversion erfordert sowohl für die Paarerzeugung (i) als auch für die monoenergetische Paarerzeugung (ii) eine Überhöhung des experimentellen δ -Elektronen-Spektrums um einen Faktor ~ 6 [Bok84], wobei eine K-Loch-Rate von 1 und Zerfallszeiten $\tau_K \gg \tau_{E0}$ angenommen werden. Erst eine Erhöhung der K-Loch-Raten auf ~ 2 (fast vollständige Ionisation) und die zusätzliche Bedingung, daß die Lebensdauer beider K-Löcher um einen Faktor $\gtrsim 10^5$ größer ist als die gewöhnliche K-Loch-Lebensdauer (etwa aufgrund einer vollständigen Ionisation der Uranatome während des Stoßes), ermöglicht noch eine, mit den strukturlosen γ - und δ -Elektronen-Spektren konsistente Beschreibung der Positronenlinien als Folgeerscheinung eines E0-Übergangs. Diese Möglichkeit der Interpretation erscheint somit sehr unwahrscheinlich.

Sodann wurde die Frage untersucht, welches System - einer der beiden Einzelkerne oder das sich mit der cm-Geschwindigkeit bewegendes Quasiatom (der Riesenkern) - als Emitter der Positronen in der Linie in Frage kommt. Die bereits oben und in Abschnitt 6.2c

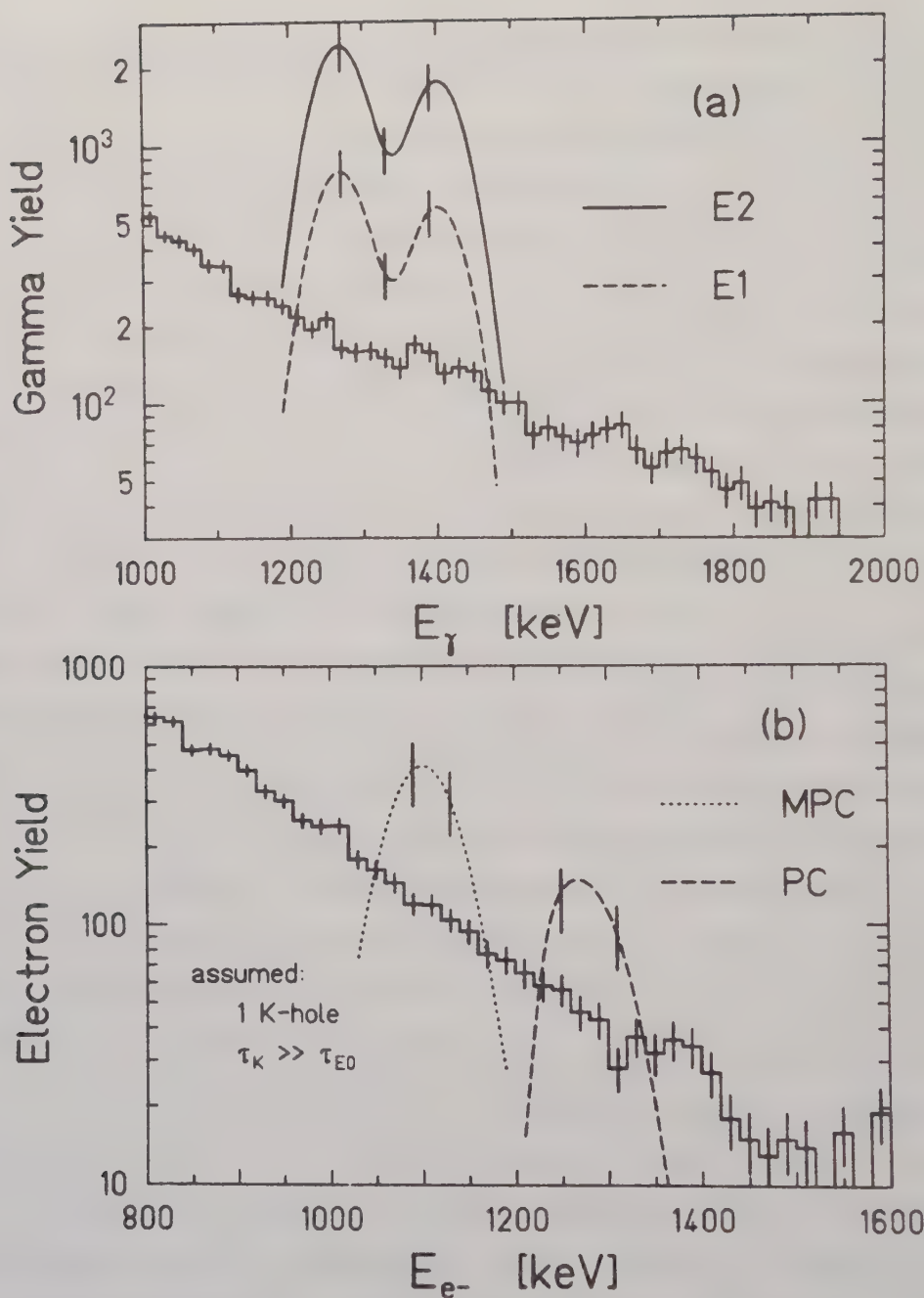


Abb. 6.21: Simultan zum Positronenspektrum in Abb. 6.11a gemessene γ - und δ -Elektronen-Spektren im 6.05 MeV/u - U + Cm - Stoß. - Teil a zeigt einen Vergleich mit γ -Linien, die entsprechend der Intensität der beobachteten Positronenlinie in Abb. 6.11a unter der Annahme nuklearer E1- (gestrichelt) bzw. E2-Übergänge (durchgezogen) im Uran- oder Curiumkern berechnet wurden. - Teil b verdeutlicht die geforderte Überhöhung im δ -Elektronen-Spektrum, falls Paarierungsprozesse (PC, gestrichelt) oder die monoenergetische

diskutierte Analyse der Linienformen ([Cle83,Sch83a], sowie Abb. 6.23 [Bok84,Cow84]) ergab eine hohe Evidenz für die Emission der Linienpositronen aus dem cm-System, allerdings unter der Voraussetzung (vgl. Abschnitt 6.2c) einer isotrop emittierenden Quelle. Erfolgt die Positronenemission dagegen bevorzugt in einen kleinen, zur Flugrichtung senkrechten Raumwinkel, dann ist eine größere Geschwindigkeit des Emitters (z.B. die der Einzelkerne) allein aufgrund der gefundenen Linienschärfe prinzipiell nicht auszuschließen. Da die Linien jedoch eine vom Teilchenstreuwinkel im Laborsystem relativ unabhängige Halbwertsbreite besitzen [Bok84], kann eine anisotrope Emission als sehr unwahrscheinlich bezeichnet werden.

Somit scheint es ausgeschlossen zu sein, daß die beobachteten Positronenlinien aus dem System der beiden getrennten Kerne emittiert worden sind oder daß sie gewöhnlichen Konversionsprozessen nach nuklearen Übergängen zugeordnet werden können. Nicht auszuschließen ist dagegen bisher, daß ein kurzlebiger nuklearer Übergang mit anschließender Konversion im vereinigten System der beiden Kerne (Quasiatom bzw. -molekül) für entsprechende Strukturen sorgen kann.

Im Rahmen einer rein atomphysikalischen Interpretation der Positronenlinien stellt die spontane Positronenerzeugung allerdings ebenfalls nicht die einzig denkbare Quelle dar. Dies wird u.a. in den folgenden Absätzen verdeutlicht, in denen die Frage nach der Existenz einer zweiten (oder auch einer dritten) Struktur im hochenergetischen Bereich der Spektren, wie sie zu Beginn der Diskussion

Paarerzeugung (MPC, punktiert) nach nuklearen EO-Übergängen die beobachtete Positronenlinie verursachen würden. Eine K-Loch-Rate von 1 und Zerfallszeiten $\tau_K \gg \tau_{EO}$ sind angenommen. Lediglich die unwahrscheinliche Forderung zweier K-Löcher und ihrer 10^5 -fach verlängerten Lebensdauer ermöglichen eine zu den strukturlosen γ - und δ -Elektronen-Spektren widerspruchsfreie Reproduktion der Positronenlinie durch Konversionsprozesse. Aus [Bok84].

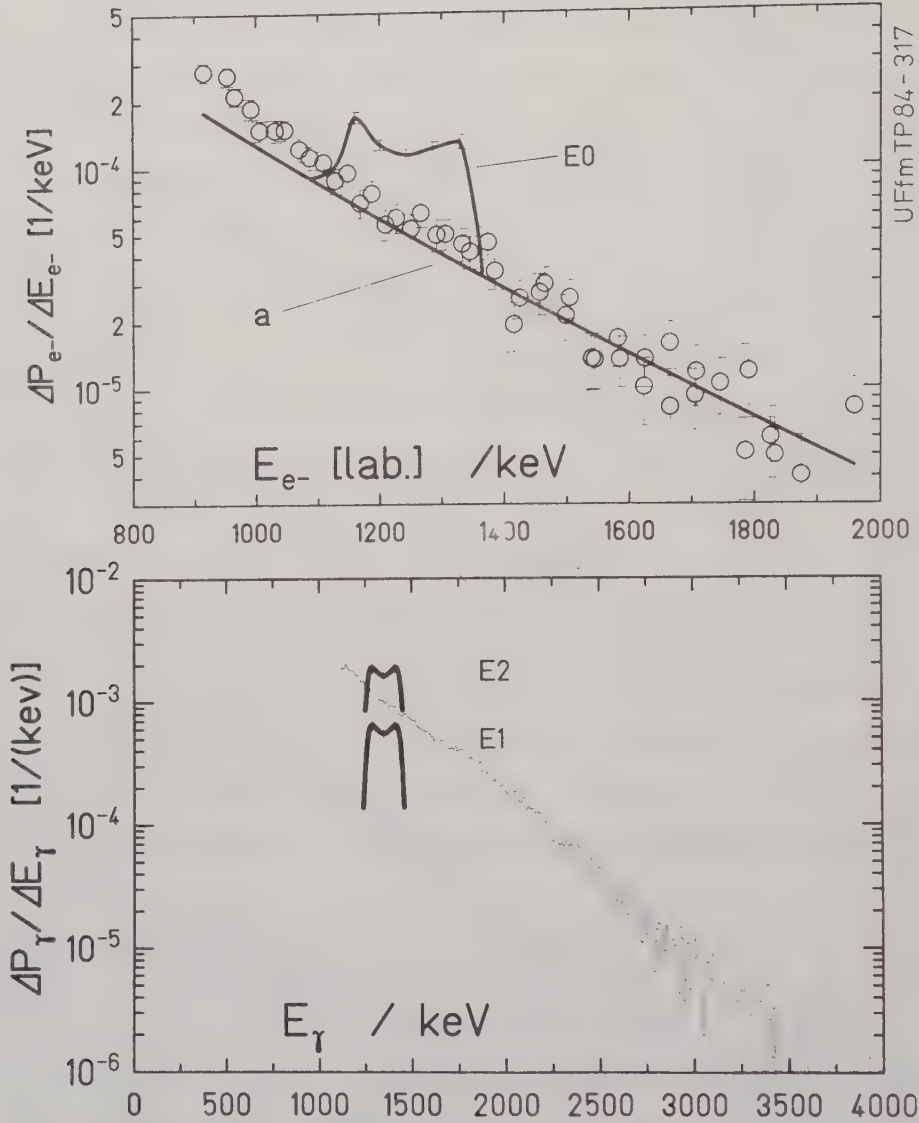


Abb. 6.22: Simultan zum Positronenspektrum in Abb. 6.14a ($U + U$, $E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$, $40.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 49^\circ$) vermessenes δ -Elektronen- bzw. γ -Spektrum [Cle84]. - Die mit ~ 1.25 skalierten, theoretischen δ -Elektronen-Raten (Linie 'a') [Reu83] geben die experimentellen Daten in Teil a sehr gut wieder, die Annahme eines nuklearen $E0$ -Überganges als Quelle der Positronenlinie aus Abb. 6.14a führt zur Forderung der experimentell nicht beobachteten doppelhöckerigen Struktur um $E_e \sim 1250 \text{ keV}$ [Cle84]. - Für die Ausbildung einer linienartigen Struktur im experimentellen γ -Spektrum als Ergebnis eines nuklearen $E\lambda$ -Überganges ($\lambda \neq 0$) besteht, zumindest für $\lambda \geq 2$, ebenfalls keine Evidenz (Teil b). Aus [Cle84].

der Positronenspektren zu den Einschußenergien $E_{\text{Lab}} = 5.7 \text{ MeV/u}$ (Abb. 6.13a) und $E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$ (Abb. 6.15b) aufgeworfen wurde, kurz behandelt wird.

Neben der Gruppe um M. Clemente, Ch. Kozhuharov und P. Kienle berichtete auch die EPOS-Kollaboration von der Evidenz einer weiteren Linie. Abb. 6.24 zeigt die in [Bok83b, Sch84] publizierte Positronenerzeugungsraten im $5.9 \text{ MeV/u} - \text{U} + \text{U} - \text{Stoß}$.

Die Auswirkungen unterschiedlicher kinematischer Bedingungen sind in der linken Hälfte dargestellt: Teil a fordert die Streuung in ein Winkelfenster $35.5^\circ \leq \theta_{\text{Lab}} \leq 39.5^\circ$ (und entsprechend $50.5^\circ \leq \theta_{\text{Lab}} \leq 54.5^\circ$), Teil b entsprechend in das Fenster $27.5^\circ \leq \theta_{\text{Lab}} \leq 32.5^\circ$ (und $57.5^\circ \leq \theta_{\text{Lab}} \leq 62.5^\circ$). Die Spektren sind nicht korrigiert auf die Nachweiswahrscheinlichkeiten des Detektorsystems. Zwei linienförmige Strukturen sind deutlich in Teil a erkennbar: eine zentriert um $\sim 320 \text{ keV}$ kinetischer Positronenenergie, eine zweite um $E_e^+ \sim 550 \text{ keV}$. Teil b zeigt starke Fluktuationen im Spektrum, mit einem 'Ausreißer' bei $E_e^+ \sim 460 \text{ keV}$ und einer möglichen Struktur bei $E_e^+ \sim 650 \text{ keV}$. Die durchgezogenen Kurven entsprechen den theoretischen Ergebnissen gekoppelter Kanalrechnungen in ATDHF-

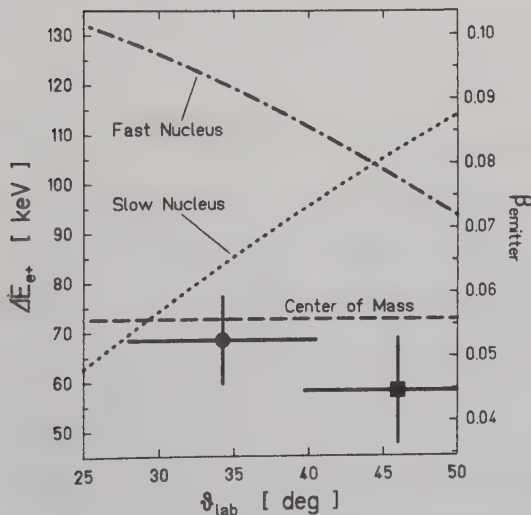
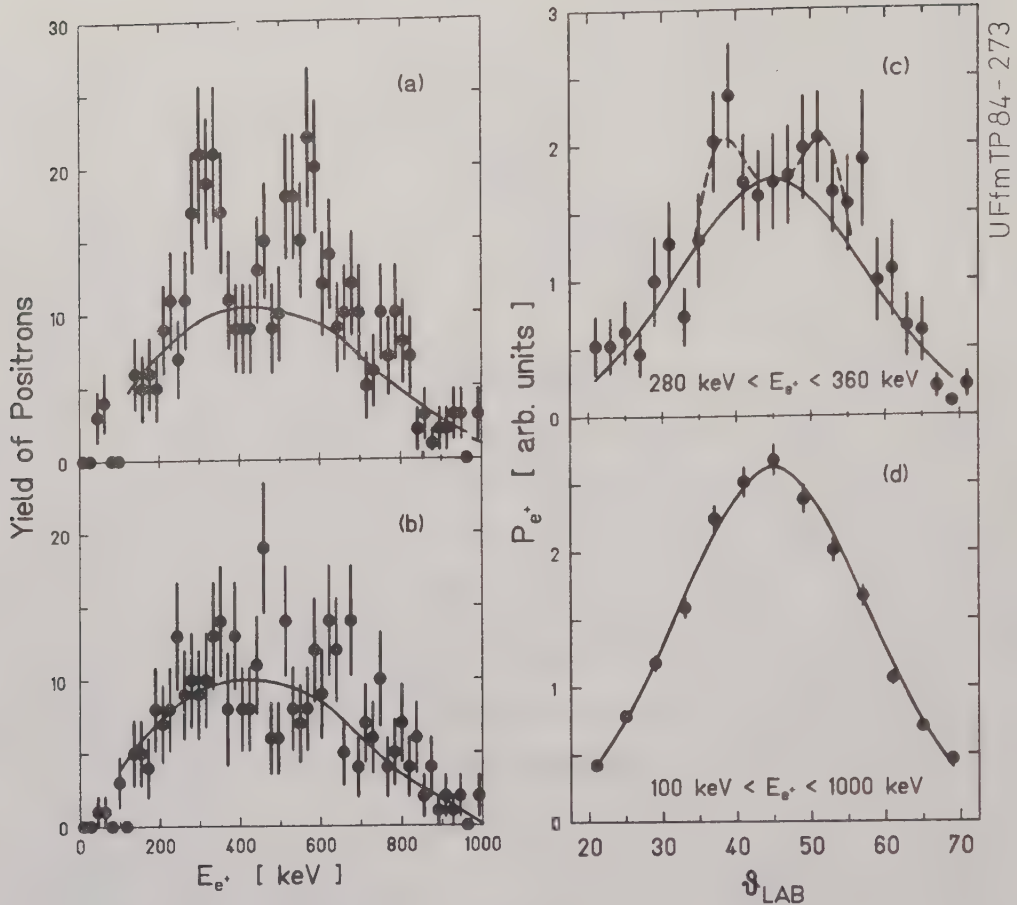


Abb. 6.23: Breite der Positronenlinie im $\text{U} + \text{Cm}$ - Experiment bei einer Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 6.05 \text{ MeV/u}$, aufgetragen als Funktion des Laborstreuwinkels θ_{Lab} (vgl. Abb. 6.11a [Bok84, Cow84]). Die Linienbreite ΔE_e^+ hängt linear von der Emitterschwindigkeit β (rechte Skala) ab (vgl. Text). Die bisherigen Messungen favorisieren die Emission der Linienpositronen aus dem cm -System. Aus [Bok84].

$^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ 5.9 MeV/amu



Näherung unter der Annahme von Rutherford-Streuungen in die betreffenden experimentellen Winkelfenster.

Über einen Bereich von Positronenenergien integrierte Emissionswahrscheinlichkeiten, P_{e^+} , sind in Abb. 6.24c (mit einem Integrationsbereich von $280 \text{ keV} < E_{e^+} < 360 \text{ keV}$) und in Teil d (für $100 \text{ keV} < E_{e^+} < 1000 \text{ keV}$) als Funktion des Streuwinkels θ_{Lab} aufgetragen. (Abbildungsteil d ist im übrigen identisch mit Abb. 6.4d.) Dieser Vergleich verdeutlicht, daß das Erscheinen der ersten Linie in den Positronenspektren auf einen kleinen Winkelbereich beschränkt ist. Die durchgezogenen Linien geben erneut die theoretischen Wahrscheinlichkeiten wieder.

Strukturen im höherenergetischen Bereich der Spektren wurden jedoch nicht nur für das Stoßsystem $\text{U} + \text{U}$, sondern auch für $\text{U} + \text{Cm}$, $E_{\text{Lab}} = 5.8 \text{ MeV/u}$ (nunmehr 6.05 MeV/u) [Gre83]

Abb. 6.24: Experimentelle Positronenerzeugungsraten im 5.9 MeV/u - U + U - Stoß [Bok83b, Sch84]. - Die differentiellen Wahrscheinlichkeiten in **Teil a** sind in Koinzidenz zur Streuung der Uran- (ähnlichen) Ionen in ein Winkelfenster $35.5^\circ \leq \theta_{\text{Lab}} \leq 39.5^\circ$ (und entsprechend $50.5^\circ \leq \theta_{\text{Lab}} \leq 54.5^\circ$) gemessen. Linienartige Strukturen um die kinetischen Positronenenergien $E_e^+ \sim 320$ keV und $E_e^+ \sim 550$ keV überragen deutlich die theoretischen Ergebnisse (in ATDHF-Approximation, unter der Annahme von Rutherford-Streuungen in das betreffende Winkelfenster; durchgezogene Linie). - **Teil b** fordert eine Streuung in das Winkelfenster $27.5^\circ \leq \theta_{\text{Lab}} \leq 32.5^\circ$ (sowie $57.5^\circ \leq \theta_{\text{Lab}} \leq 62.5^\circ$); starke Fluktuationen mit einem 'Ausreißer' bei $E_e^+ \sim 460$ keV und einer möglichen Struktur bei ~ 650 keV sind zu sehen. - Bezüglich der Interpretation der höherenergetischen Strukturen vgl. Text sowie Abb. 6.25. - Die totale Positronenrate ($100 \text{ keV} < E_e^+ < 1 \text{ MeV}$) als Funktion des Laborstreuwinkels θ_{Lab} wird durch die theoretischen Resultate sehr gut reproduziert (**Teil d**), während die über den Bereich $280 \text{ keV} < E_e^+ < 360 \text{ keV}$ integrierte Rate (**Teil c**) verdeutlicht, daß das Erscheinen der Linie in den Positronenspektren auf einen kleinen Winkelbereich beschränkt ist. Aus [Sch84].

gefunden - und zwar bei Positronenenergien $E_e^+ \sim 330$ keV, 420 keV, 545 keV und 580 keV.

Die Frage der Konsistenz der experimentellen Daten untereinander soll an dieser Stelle nur kurz abgehandelt werden (Allgemeine Konsistenzbetrachtungen sind gegen Ende dieses Abschnitts zu finden.): Vergleicht man die Positronenspektren des U + U - Systems zur Einschußenergie $E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$ (Abb. 6.3c, 6.8, 6.14 und 6.24) miteinander, so fallen deutliche Abweichungen im hochenergetischen Bereich ins Auge: Während die Orange-Daten [Cle83,84, Tse84] lediglich einen statistischen 'Ausreißer' bei $E_e^+ \sim 500$ keV ($40.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 49^\circ$) bzw. $E_e^+ \sim 470$ keV ($25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 38^\circ$) erkennen lassen und auch die EPOS-Daten in Abb. 6.8 im entsprechenden Winkelbereich (Teile b und c) keinerlei Struktur für $E_e^+ \sim 550$ keV aufweisen, ist

die hochenergetische Struktur in Abb. 6.24a statistisch signifikant. Darüber hinaus findet sie im totalen Spektrum (Abb. 6.3c) ein Pendant. Diese experimentellen (oder statistischen) Widersprüche müßten zunächst noch mit verlässlicheren und untereinander konsistenten Daten geklärt werden.

Im folgenden soll jedoch davon ausgegangen werden, daß die beobachteten Strukturen statistisch signifikant und darüber hinaus atomphysikalischer Natur sind. Unterscheidungshilfen zur Verifizierung eines möglichen andersartigen Ursprungs wurden zu Beginn dieses Abschnitts am Beispiel der niederenergetischen Positronenlinien ($E_e^+ \sim 300$ keV) diskutiert, entsprechende Untersuchungen lassen sich auch für die höherenergetischen Strukturen durchführen.

In der Tradition der bisherigen Interpretationen wird man zwangsläufig zur spontanen Positronenemission als möglicher Quelle auch der hochenergetischen Strukturen geführt. Man sollte sich jedoch nochmals die Positionen der einzelnen Linien vergegenwärtigen: im $5.7 \text{ MeV/u} - \text{U} + \text{U} - \text{Stoß}$ beträgt die kinetische Energie der Linienpositronen $E_e^+ \sim 500$ keV und $E_e^+ \sim 700$ keV (Abb. 6.13a und 6.16), für $E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$ findet man $E_e^+ \sim 550$ keV (Abb. 6.24), sowie für $E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$ erneut $E_e^+ \sim 500$ keV (Abb. 6.15b und 6.19).

Diese Werte sind zu vergleichen mit den in Abb. 4.14 aufgetragenen Resonanzenergien des $1s\sigma$ -Zustandes im $\text{U} + \text{U} - \text{System}$ bzw., für $R \rightarrow 0$, für den Compoundkern ${}_{184}\text{X}$. In der in Abschnitt 3.1 diskutierten HFS-Näherung liegt der Maximalwert bei $E_R \sim 395$ keV, in der Einteilchen- (Coulomb-Potential-) Näherung bei $E_R \sim 525$ keV. Eine dem TDHF entsprechende Bestimmung der Bindungsenergie führt zu dem Resultat $E_R \sim 425$ keV. Die Position einer spontanen Positronenlinie kann also dementsprechend nicht, auch nicht für das vollständig ionisierte und vollständig amalgamierte ($R \rightarrow 0$) Doppeluran-System ${}_{184}\text{X}$, jenseits der kinetischen Positronenenergie von $E_e^+ \sim 525$ keV liegen. Dieser Grenzwert berechnete sich unter der Annahme eines kugelsymmetrischen Compoundkerns gewöhnlicher Kerndichte, $\rho = \rho_0 \approx .17$ Nukleonen/ fm^3 , also für die größtmögliche Konzentration der nuklearen Ladung, die sich ohne exotische Annahmen über das Verhalten der Kernmaterie erreichen läßt. Deshalb besitzt die $1s\sigma$ -Bindungsenergie eines deformierten

Compoundkerns ebenfalls diesen Grenzwert (Abb. 4.14c). Allein exotische Effekte könnten hier für Abhilfe sorgen. Dazu zählt das Schrumpfen der nuklearen Ladungsverteilung aufgrund eines (hypothetischen) abnormalen nuklearen Zustandes, eines Dichte-Isomers [Bod71, Lee74, Mig72, 78, Wei76], z.B. aufgrund eines Pionenkondensats [Ruc76, Gyu77] - charakterisiert als 'zweites Minimum' in der nuklearen Zustandsgleichung $E(\rho)$. (Bezüglich des Verhaltens der elektronischen Wellenfunktionen beim Schrumpfen des Kernradius R_N , $R_N \rightarrow 0$, vgl. P. Gärtner et al. [Gär81].) Ohne die zusätzliche Annahme derartiger Effekte läßt sich jedoch nahezu keine der oben beschriebenen hochenergetischen Strukturen als spontane Positronenlinie deuten.

Wie wir in Abschnitt 4.3 gesehen haben, kann jedoch auch die Auszeichnung einer Zeitstruktur in den Kollisionen zur Ausbildung oszillatorischer Strukturen führen. Abb. 4.7 verdeutlichte dies anhand der Positronenspektren der beiden unterkritischen Stoßsysteme $Pb + Pb$ und $Pb + U$, jeweils zur Einschußenergie $E_{Lab} = 6.2 \text{ MeV/u}$ und Stoßparameter $b = 0$. Es wurde deshalb vorgeschlagen, die Auswirkungen eines Nichteintauchens des am stärksten gebundenen Niveaus auf die Spektren zu untersuchen. Allerdings ist kein Mechanismus bekannt, der dies bewirken könnte.

In einer anschaulich äquivalenten Auslegung dieses Vorschlages wird daher der Einfachheit halber angenommen, daß dieses Verhalten durch die alleinige Berücksichtigung der (unterkritischen) $p_{1/2}$ -Zustände, bei gleichzeitiger Vernachlässigung der (überkritischen) $s_{1/2}$ -Zustände, simuliert werden kann. Die Reproduktion der experimentell vermessenen Struktur muß deshalb ebenfalls alleine durch den Beitrag der $p_{1/2}$ -Zustände eines zeitverzögerten $U + U$ - Stoßes erzielt werden. Abb. 6.25 zeigt als Beispiel das in gewöhnlicher Rutherford-Streuung emittierte Positronenspektrum für die $5.9 \text{ MeV/u} - U + U$ - Kollision für ein Winkelfenster von $\theta_{Lab} = 37.5^\circ \pm 2^\circ$ (durchgezogene Linie). Interpretiert man die gemessenen Linien in Abb. 6.24a als Oszillationsstrukturen, dann definiert der Abstand der beiden Oszillationsmaxima eine Zeitspanne $T \sim 1.5 \cdot 10^{-20} \text{ s}$ (vgl. die Oszillationsbreiten in Abb. 4.12c) - die zugehörige nukleare Verzögerungszeit. Aufgrund der Verschmierung der oszillatorischen Strukturen durch die Berücksichtigung nuklearer Zeitver-

teilungen (vgl. Abschnitte 5.2 und 5.3) setzt der diskutierte Mechanismus eine scharf definierte Reaktionszeit T voraus.

Zur Reproduktion der experimentellen Linien benötigt man darüber hinaus einen Beimischungsfaktor von $q \sim .6$. Dies führt zu einem sehr großen nuklearen Wirkungsquerschnitt von $\sigma^N \sim 300$ mb, wobei zur zusätzlichen Minimierung des Querschnitts eine ausschließliche Spaltung des Compoundkerns in die beiden genannten, sehr engen Winkelfenster $\theta_{\text{Lab}} = 37.5^\circ \pm 2^\circ$ und $\theta_{\text{Lab}} = 52.5^\circ \pm 2^\circ$ angenommen

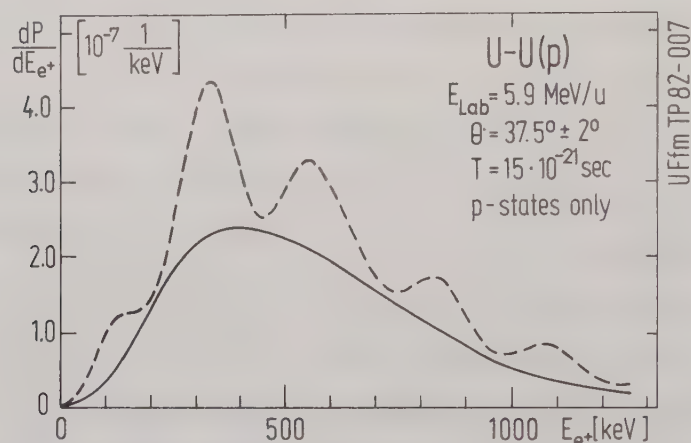


Abb. 6.25: Superposition der in gewöhnlicher Rutherford-Streuung und der in zentralen, zeitverzögerten Stößen emittierten Positronen. Untersucht werden ausschließlich die unterkritischen $p_{\frac{1}{2}}$ -Zustände des Stoßsystems $U + U$ bei einer Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 5.9$ MeV/u und einem Teilchenstreu fenster von $\theta_{\text{Lab}} = 37.5^\circ \pm 2^\circ$ (vgl. Abb. 6.24a). Die durchgezogene Linie repräsentiert den Rutherford'schen Anteil. Die im Rahmen des Schematischen Trajektorienmodells (Abschnitt 4.1) berechneten Positronenraten zeitverzögerter Stöße (gestrichelt) sollen die Oszillationsstrukturen im experimentellen Spektrum Abb. 6.24a reproduzieren. Der Abstand der beiden Oszillationsmaxima definiert eine (δ -förmige) Zeitspanne $T \sim 1.5 \cdot 10^{-20}$ s, die Intensität einen Beimischungsfaktor von $q \sim .6$. Dies entspricht einem nuklearen Wirkungsquerschnitt von $\sigma^N \sim 300$ mb (!), wobei zusätzlich zur Minimierung des Querschnittes eine ausschließliche Spaltung des Compoundkerns in die beiden genannten Winkelfenster angenommen wurde.

wurde. Jeder Nachweis der positronischen Strukturen außerhalb dieser Streuwinkel würde dementsprechend zu einer weiteren Vergrößerung des nuklearen Wirkungsquerschnitts führen. Die vorliegenden experimentellen Daten sind zwar nicht auf die Positronen-Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektorsystems EPOS entfaltet, die theoretischen Positronenraten beruhen auf einer, in dieser Arbeit sonst nicht verwendeten Näherung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung (Thomas-Fermi-Potential [Reu81,82,Sof83d,Mü83b]), dies kann jedoch an der Größenordnung des benötigten nuklearen Wirkungsquerschnitts nichts ändern.

Der Vorschlag eines nichteintauchenden $1s\sigma$ -Zustandes läßt sich jedoch, etwas schwächer, auch wie folgt interpretieren [Koz83]: Die $1s\sigma$ -Elektronen verhalten sich lediglich bei kleinen internuklearen Abständen, also vor Erreichen des durch die Rutherford-Trajektorie definierten Punktes nächster Annäherung $R_{\min}$, nicht adiabatisch genug, um dem durch Lösen der stationären Zwei-Zentren-Dirac-Gleichung (2.7) definierten Niveau folgen zu können. Mögliche Indizien hierfür [Koz83] seien Abweichungen der experimentell bestimmten atomaren Anregungswahrscheinlichkeiten von den theoretischen Berechnungen, so die Emissionsraten hochenergetischer δ -Elektronen als Funktion des minimalen Abstandes (bzw. des Streuwinkels θ_{Lab}) [Koz82,83,Bac84] oder die Stagnation und schließlich der Rückgang der K-Schalen-Ionisation mit steigender Einschußenergie, z.B. im Stoßsystem $\text{Pb} + \text{Au}$, $E_{\text{Lab}} = 1.5 \text{ MeV/u} \dots 6.5 \text{ MeV/u}$ [Lie80].

Ein derartiger Effekt, nämlich die Nichtadiabatizität einer Elektronen-Wellenfunktion während eines Schwerionenstoßes, sollte in der Lösung der zeitabhängigen Zwei-Zentren-Dirac-Gleichung (2.3) jedoch per definitionem enthalten sein. Beide Fälle, also sowohl die Nichtadiabatizität als auch das generelle Nichteintauchen der stark gebundenen Niveaus, ließen sich theoretisch allenfalls durch einen größeren Eingriff in den Dirac'schen Teilchen-Antiteilchen-Formalismus begründen - also in die Quantenfeldtheorie, die sowohl theoretisch als auch experimentell bisher als gut verstanden und ausgelotet galt.

In einer von W. Greiner [Gr83b,Rei81b] vorgeschlagenen Möglichkeit zur Interpretation der hochenergetischen Linien deutet man die-

se als Stokes-Satelliten der spontanen Positronenlinie im Sinne der Diskussion in Abschnitt 5.4: Das nukleare System befindet sich nach Beginn der Kernreaktion und der Bildung des Riesenkerns in einem angeregten (Vibrations-) Zustand und geht dadurch in den Grundzustand über, indem es seine Anregungsenergie zur Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares verwendet. Die Positronenlinie wird also um den Betrag der Vibrationsenergie hin zu höheren kinetischen Energien verschoben (Abb. 5.14 und 5.15). In der Überlagerung der während einer Kernreaktion (spontan) erzeugten Positronen mit einem in Rutherford-Stößen emittierten Positronenspektrum erscheint nun nicht nur eine, die spontane Positronenlinie, sondern eine entsprechende Anzahl von Satelliten. Ihre relative Lage wäre ein Maß für das Anregungsspektrum des Riesenkerns, ihre relative Höhe ein Maß für die Kopplungsstärke zwischen nuklearen und atomaren Freiheitsgraden.

Da bis jetzt aber eine über die, in dieser Hinsicht allenfalls qualitative, semiklassische Beschreibung hinausgehende quantenmechanische Formulierung und Berechnung der Konversionsprozesse in Riesenkernen fehlt, wäre eine quantitative Diskussion der Spektren Abb. 6.13a, 6.15b und 6.24 verfrüht. Aufgrund der ungefähr gleich großen Intensitäten der beiden Linien im $5.9 \text{ MeV/u} - \text{U} + \text{U} - \text{Spektrum}$ (Abb. 6.24) läßt sich jedoch abschätzen, daß die Kopplungsstärke zwischen den nuklearen und den atomaren Freiheitsgraden des Riesenatoms ${}_{184}\text{X}$ extrem groß sein müßte.

Da die Problematik der höherenergetischen Linien z.Zt. also noch nicht beantwortet werden kann, wollen wir uns nochmals den niederenergetischen Linien zuwenden. Eine weitere Möglichkeit der experimentellen Gegenkontrolle ihres spontanen Ursprungs bot sich in der Untersuchung eines unterkritischen Stoßsystems, z.B. $\text{Pb} + \text{Th}$ ($Z = 172 < Z_{\text{kr}}$) [Ber81,Cle84]. Obwohl das betreffende Spektrum, für die kinematischen Parameter $E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$ und $34^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 53^\circ$, nicht mit derselben Genauigkeit wie die $\text{U} + \text{U} - \text{Spektren}$ (Abb. 6.13 und 6.15) oder das $\text{U} + \text{Th} - \text{Spektrum}$ (Abb. 6.20) vermessen ist, läßt sich doch mit hinreichender Sicherheit behaupten, daß keinerlei Anzeichen für eine schmale Struktur gefunden werden konnten (Abb. 6.26a). Dies deutet also darauf hin, daß die beobachteten Strukturen typisch für überkritische Stoßsysteme

sind; der Nachweis einer Linie bei $E_e^+ \sim 370$ keV im Th + Cm - System [Gre84] verdeutlicht die Unabhängigkeit von der Verwendung von Uran.

Inwieweit sind die experimentellen Daten untereinander konsistent? Zur Beantwortung dieser wichtigen Frage sollte zunächst erwähnt werden, daß die beobachteten Strukturen von zwei voneinander unabhängigen experimentellen Gruppen mit völlig verschiedenen Detektorsystemen in verschiedenen Strahlzeiten mehrmals verifiziert wurden. Lediglich das TORI-Experiment von E. Kankeleit, R. Krieg, P. Senger et al. bot bisher keine Evidenz für schmale Strukturen in den Positronenspektren [Bac83]. Bezüglich der Problematik der niederenergetischen Linien haben sich die experimentel-

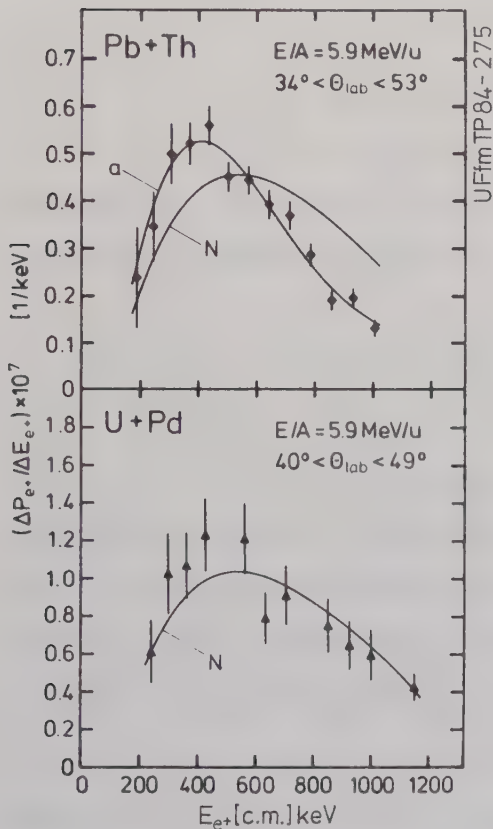


Abb. 6.26: Positronenerzeugungsraten als Funktion der kinetischen Positronenenergie E_e^+ in den Stoßsystemen Pb + Th (Teil a) und U + Pd (Teil b), jeweils bei einer Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 5.9$ MeV/u. - Nuklear verursachte Positronen ('N') dominieren das untere Spektrum ($Z_u = 138$). - Die nach Abzug des nuklearen Untergrundspektrums ('N') verbleibenden atomaren Positronenraten in Teil a werden von der Theorie ('a') [Reu83] sehr gut reproduziert. Obwohl die experimentellen Daten nicht dieselbe Genauigkeit wie die Spektren überkritischer Stoßsysteme aufweisen, ist die Exi-

stenz linienartiger Strukturen mit großer Sicherheit auszuschließen. Dies deutet darauf hin, daß die beobachteten Positronenlinien typisch für überkritische Stoßsysteme sind. Aus [Cle84].

len Resultate zum $U + U$ - System inzwischen auf $E_e^+ \sim 300$ keV (± 20 keV) konsolidiert, nachdem das erste publizierte Spektrum [Ber81] noch einen Wert von $E_e^+ \sim 370$ keV nahelegte.

Ungefähr die gleiche Position, $E_e^+ \sim 300 \dots 320$ keV, haben die Linien im $U + Cm$ und im $U + Th$ inne, während eine erste Auswertung des $Th + Cm$ - Experiments eine Zentrierung um (erneut) $E_e^+ \sim 370$ keV [Gre84] ergibt.

Inwieweit die mit Variation der Einschußenergie und des Laborwinkels aufgetretenen Schwankungen in Lage, Breite und Intensität der Linie physikalischer oder lediglich statistischer Natur sind, läßt sich wohl gegenwärtig noch nicht entscheiden. Ebenfalls unklar ist z.B., warum die Positronenraten im 5.9 MeV/u - $U + U$ - Stoß sowohl in einem Winkelfenster um $\theta_{Lab} \sim 45^\circ$ als auch für kleine Streuwinkel ($25.5^\circ < \theta_{Lab} < 38^\circ$) die linienartige Struktur aufweisen, nicht dagegen die Spektren für $E_{Lab} = 5.7$ MeV/u und $E_{Lab} = 6.2$ MeV/u. ($U + Th$, $E_{Lab} = 5.9$ MeV/u, weist ebenfalls in beiden Streufenstern eine Linie auf, $U + Cm$, $E_{Lab} = 6.05$ MeV/u, hingegen nur unter speziellen Bedingungen (in $\Sigma 0$).) Ob es sich eventuell um eine systematische Verschiebung der Struktur im Streuwinkel mit wachsender Einschußenergie handelt, ist ebenfalls noch ungeklärt.

Die möglichen physikalischen Ursachen sowohl der nieder- als auch der höherenergetischen Linien sind somit ausführlich diskutiert: Während über die Natur der Strukturen jenseits der kinetischen Positronenenergie von $E_e^+ \sim 400$ keV noch keine gesicherten Angaben möglich sind, lassen sich die um $E_e^+ \sim 300$ keV gelegenen Strukturen mit einiger Sicherheit dem spontanen Zerfall des neutralen Vakuums zum geladenen Vakuum zuschreiben. Daraus abzuleitende kernphysikalische Konsequenzen werden in Kap. 8 diskutiert.

6.3 Diskussion einer Koinzidenzmessung atomarer Positronen mit einem K-Loch

Die in Abschnitt 6.2 diskutierten Linien in Positronenspektren von Schwerionenstößen nahe der Coulomb-Barriere treten unter bestimmten kinematischen Bedingungen gegenüber dem in entfernterer Rutherford-Streuung emittierten atomaren Positronen-'Untergrund' kaum hervor. Zudem fehlt es neben den in Abschnitt 6.2f dargestellten indirekten Indizien an einem direkten Beweis für den spontanen Zerfall des Vakuums als Erzeugungsmechanismus der experimentellen Positronenlinien. Ziel und Zweck zahlreicher Überlegungen und Berechnungen war (und ist) es deshalb, aus der Annahme des spontanen Charakters der Linie zusätzliche atomphysikalische Meßvorschriften zu entwickeln, um diese Annahme zu untermauern.

So wurde vorgeschlagen [MüB84], die Positronen in Koinzidenz zu den im selben Stoß erzeugten K-Löchern nachzuweisen. Die Erwartung hierbei war, experimentell beobachtete Linien aufgrund der Koinzidenzbedingung stark zu unterdrücken. Obgleich spontane Positronenproduktion und asymptotische K-Loch-Bildung zwar keine sich gegenseitig ausschließenden Anregungsmechanismen sind, wurden sie doch als sich behindernde Prozesse angesehen. Wohl muß ein Loch im molekularen 1σ -Zustand vor Beginn der nuklearen Reaktion gebildet werden, um die bei kleinsten internuklearen Abständen R_T einsetzende spontane Positronenerzeugung zu ermöglichen. Damit jedoch ist der 1σ -Zustand wieder gefüllt und kann erst im auslaufenden Streuast (nun mit kleinerer Wahrscheinlichkeit) erneut ionisiert werden. Dies sollte zu einer relativen Reduzierung der Wahrscheinlichkeit in der spontanen Positronenlinie gegenüber dem atomaren Positronen-'Untergrund' führen, da dieser auch durch andere Anregungsprozesse, also Ionisation eines Elektrons des Dirac-Sees in höher gebundene Zustände oder ins obere Kontinuum, erzeugt wird.

Abb. 6.27 zeigt Positronenspektren im zeitverzögerten U + Cm - Stoß, $E_{\text{Lab}} = 6.2 \text{ MeV/u}$, $b = 0$, für die nuklearen Reaktionszeiten $T = 0, 1, 2, 4 \text{ und } 6 \cdot 10^{-20} \text{ s}$. In Teil a sind die gemäß Gl. (2.11)

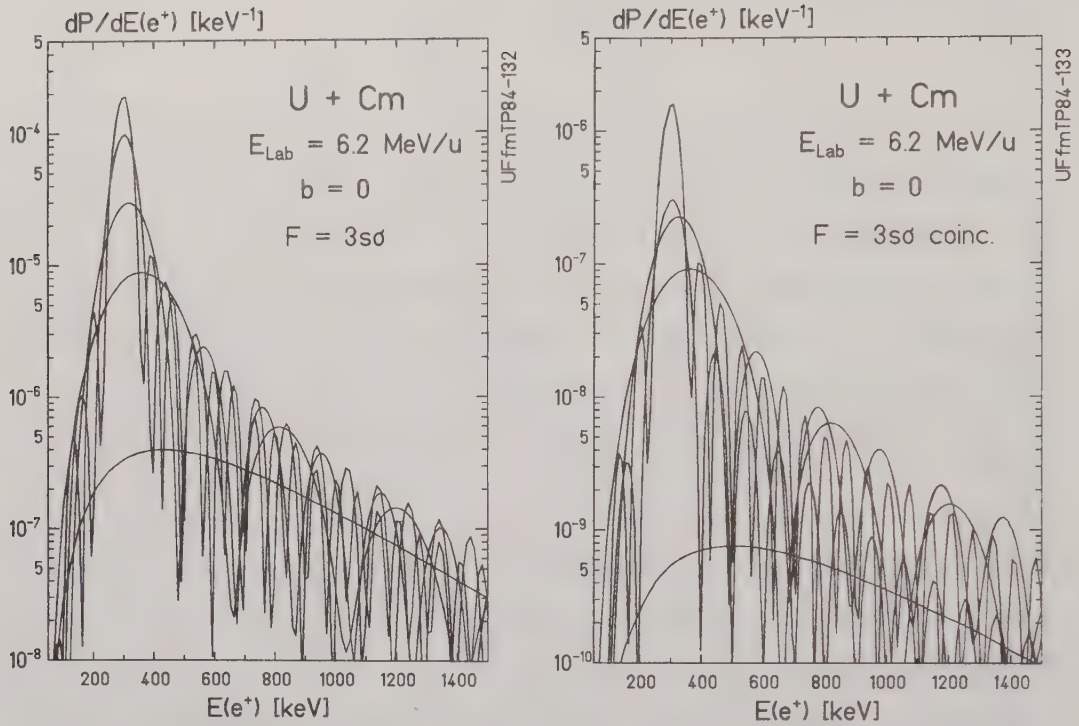
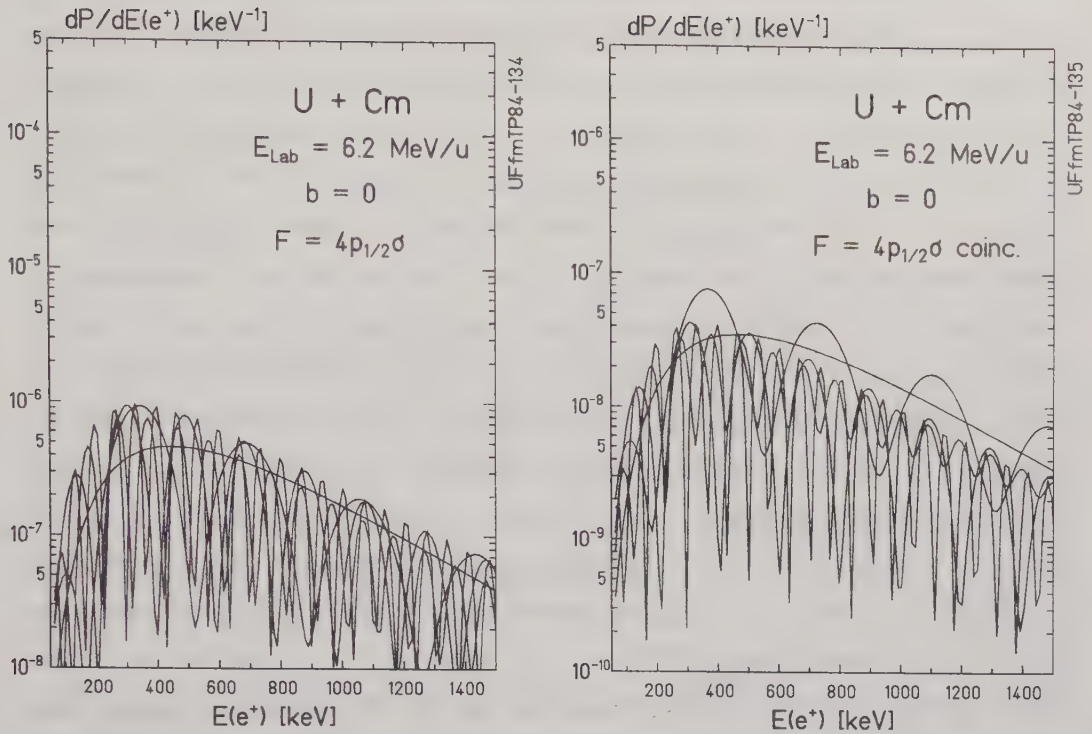


Abb. 6.27: Der Beitrag des überkritischen $\kappa=-1$ - Kanals zu den Positronenspektren zeitverzögerter 6.2 MeV/u - U + Cm - Stöße mit Stoßparameter $b = 0$ (vgl. Abb. 4.10b, sowie Abb. 4.11). Der Effekt der nuklearen Reaktionszeiten $T = 0, 1, 2, 4$ und $6 \cdot 10^{-20} \text{ s}$ auf die Erzeugungsraten wird im Rahmen des Schematischen Trajektorienmodells (vgl. Abschnitt 4.1) berechnet. **Teil a** zeigt die totalen Positronenerzeugungswahrscheinlichkeiten, **Teil b** das zu einem Loch im molekularen $1s$ -Zustand koinzidente Spektrum. Da die Verwendung der Verknüpfungsmatrix $A_{kk}(T)$ aus Abschnitt 4.2 für $T \neq 0$ zu negativen Koinzidenzwahrscheinlichkeiten führte, mußten die Anregungsamplituden mit Hilfe der gekoppelten Kanalgleichungen bis zum Zeitpunkt $t = T/2$ numerisch integriert und anschließend mit der Einheitsmatrix $A_{kk}(T=0)$ verknüpft werden (vgl. Text). - Während für $T = 0$ die Koinzidenzbedingung zu einer Unterdrückung des koinzidenten Spektrums

berechneten totalen (also ohne Loch-Koinzidenz gemessenen) Spektren des $\kappa=-1$ - Kanals aufgetragen, Teil b zeigt die koinzident gemessenen Positronenraten. Deren Berechnung gemäß Gl. (2.13) setzt allerdings die Meßbarkeit der Drehimpulsquantenzahl κ und des



um einen Faktor > 500 (im Emissionsmaximum) führt, reduziert sich dieser Faktor i.A. für $T > 0$. Er beträgt z.B. bei $T = 4 \cdot 10^{-20} \text{ s}$ ~ 300 , bei $T = 6 \cdot 10^{-20} \text{ s}$ dagegen nur $\gtrsim 100$. Die Ursache hierfür liegt in der als Funktion der nuklearen Verzögerungszeit T relativ schnell oszillierenden Lochrate. - Das kinematisch bedingte Maximum im $T = 0$ - Spektrum wird durch das Einschalten der Koinzidenz um $\sim 70 \text{ keV}$ zu höheren Positronenenergien verschoben, die spontan erzeugte Positronenlinie behält dagegen ihre Position bei.

Abb. 6.28: Wie in Abb. 6.27, diesmal für den $\kappa=+1$ - Kanal. Auch hier führt die Koinzidenzbedingung zu einer, in Bezug auf die nukleare Verzögerungszeit T , unterschiedlichen Unterdrückung der Positronenspektren, vgl. z.B. $T = 0$ mit $T = 10^{-20} \text{ s}$. Die Verschiebung des Emissionsmaximums im koinzidenten $T=0$ - Spektrum beträgt $\sim 30 \text{ keV}$.

Spins aller erzeugten (U- und Cm-) K-Löcher und Positronen voraus. Abb. 6.28 zeigt dasselbe für den Drehimpulskanal $\kappa = +1$ ($p_{1/2}$ -Zustände).

Zunächst sollte erwähnt werden, daß die Berechnung der koinzidenten Spektren für überkritische Stoßsysteme (bzw. $\kappa = -1$) nicht mit Hilfe der Verknüpfungsmatrix $A_{kk'}(T)$ aus Abschnitt 4.2 geschehen konnte. Die Verwendung sowohl der approximierten Matrix, Gl. (4.6), als auch der exakteren Matrix, Gl. (4.4), zur Bestimmung der Amplituden $a_{if}^{(\infty)}$ führte bei der Kalkulation der Koinzidenzwahrscheinlichkeiten nach Gl. (2.13) zu einem Korrelationsterm, der den Term der zufälligen Koinzidenzen überstieg und somit zu negativen Loch-Positron-Koinzidenzwahrscheinlichkeiten führte. Erst die numerische Berechnung der Anregungsamplituden bis zum Zeitpunkt $t = T/2$ und ihre anschließende Verknüpfung mit der Einheitsmatrix $A_{kk'}(T=0) = \delta_{kk'}$ ergibt positive Emissionsraten. Vgl. hierzu auch die Bemerkungen in Abschnitt 4.2 über die Erfüllung der Orthonormalitätsrelation, Gl. (4.5), durch die Übergangsamplituden nach Behandlung mit der Verknüpfungsmatrix $A_{kk'}(T)$.

Im $s_{\frac{1}{2}}$ -Kanal (Abb. 6.27) bewirkt die Koinzidenzbedingung eine Unterdrückung des in gewöhnlicher Rutherford-Streuung ($T = 0$) emittierten Spektrums um einen Faktor > 500 (im Emissionsmaximum), bezüglich der $p_{\frac{1}{2}}$ -Zustände (Abb. 6.28) schmilzt der Effekt bereits auf einen Faktor ~ 13 zusammen. Eine weitere Auswirkung der Koinzidenzmessung besteht in einer Verschiebung des Emissionsmaximums hin zu höheren Positronenenergien (im $\kappa = -1$ - Kanal: $\Delta E \sim 70$ keV, für $\kappa = +1$: $\Delta E \sim 30$ keV). Weiterhin besitzt der hochenergetische Bereich des koinzidenten Spektrums, vor allem für die überkritischen $s_{\frac{1}{2}}$ -Zustände, einen wesentlich flacheren Abfall als das totale Spektrum.

Bei Berücksichtigung einer nuklearen Verzögerungszeit T wird die spontane Positronenlinie im $\kappa = -1$ - Kanal i.A. um einen Faktor < 500 unterdrückt, d.h. weniger (!) als das in gewöhnlicher Rutherford-Streuung emittierte Untergrund-artige Spektrum - also ganz im Gegensatz zu den oben beschriebenen Erwartungen. Der Unterdrückungsfaktor hängt dabei im wesentlichen von der (als Funktion der nuklearen Verzögerungszeit T relativ schnell oszillierenden) $1s\sigma$ -Rate ab und beträgt z.B. bei $T = 4 \cdot 10^{-20}$ s ~ 300 , bei $T = 6 \cdot 10^{-20}$ s dagegen nur $\gtrsim 100$. Dies bedingt also eine erhebliche Unsi-

cherheit bezüglich der quantitativen Effekte. Auf Position und Form der Linie hat die Koinzidenzbedingung keinerlei Auswirkungen.

Auch für das in Abb. 6.28b dargestellte $p_{\frac{1}{2}}$ -Positronenspektrum ergeben sich bei Berücksichtigung der nuklearen Zeitverzögerung keine einheitlichen Effekte, da die koinzidenten Raten im wesentlichen ebenfalls von der in T oszillierenden Ionisationswahrscheinlichkeit des molekularen $2p_{\frac{1}{2}}\sigma$ -Zustandes abhängen.

Interessant erscheint deshalb auch der Vergleich der beiden Anteile zur Koinzidenzwahrscheinlichkeit gemäß Gl. (2.13): der zufälligen Koinzidenz $N_K \cdot N_e^+$ und des Korrelationsterms. Dies ist in Abb. 6.29 für den $\kappa=-1$ - Kanal und in Abb. 6.30 für den $\kappa=+1$ - Kanal bei Verzögerungszeiten $T = 0$ (gewöhnliche Rutherford-Streuung) und $T = 10^{-20}\text{s}$ gezeigt. Der zufällige Term ist jeweils durch die obere durchgezogene Linie dargestellt, hiervon wird der Korrelationsterm (gestrichelte Kurve) abgezogen. Im gewöhnlichen nichtzeitverzögerten $s_{\frac{1}{2}}$ -Spektrum (Abb. 6.29a) sind diese beiden Beiträge nahezu identisch, woraus die oben diskutierte starke Reduzierung (> 500) der koinzidenten Raten folgt. Im $p_{\frac{1}{2}}$ -Spektrum (Abb. 6.30a) führt derselbe Effekt dagegen nur zu einem Unterdrückungsfaktor von ~ 13 . In den zeitverzögerten Spektren, Abb. 6.29b und 6.30b, befinden sich die beiden Terme außer Phase. Dies bewirkt, vor allem im $\kappa=+1$ - Kanal, eine Verschiebung der Oszillationsminima für sämtliche untersuchten Verzögerungszeiten T.

Die dargestellten Effekte, wie Reduzierungsfaktoren im glatten Untergrund (für $\kappa = \pm 1$) und in der Linie, die Verschiebung des Emissionsmaximums oder der flachere Abfall im hochenergetischen Bereich des koinzidenten Spektrums, wurden in einer Kontrollrechnung zum $U + U$ - Stoßsystem ($E_{\text{Lab}} = 7.5 \text{ MeV/u}$, $b = 0$) qualitativ reproduziert. Die quantitativen Auswirkungen sind jedoch selbstverständlich abhängig vom untersuchten System und den gewählten kinematischen Größen: So beträgt für die eben genannte Streuung $U + U$ der Reduzierungsfaktor für das Rutherford-artige Spektrum ($T = 0$) ~ 150 (im $\kappa=-1$ - Kanal) bzw. ~ 12 (für $\kappa = +1$). Die Energieverschiebung bestimmt sich zu $\Delta E \sim 70 \text{ keV}$ ($s_{\frac{1}{2}}$) bzw. $\lesssim 10 \text{ keV}$ ($p_{\frac{1}{2}}$ -Zustände). Bei der nuklearen Verzögerungszeit $T = 6 \cdot 10^{-20}\text{s}$ reduziert sich die Höhe der Linie um einen Faktor ~ 50 .

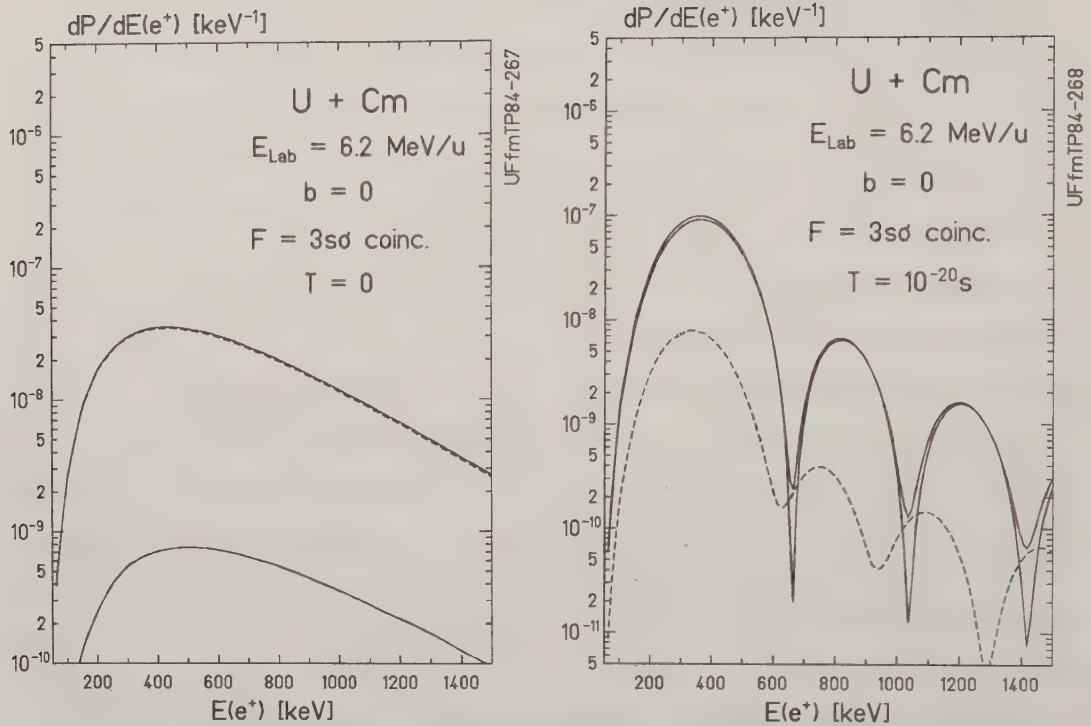


Abb. 6.29: Vergleich der beiden Anteile zur Positron-Loch-Koinzidenzwahrscheinlichkeit im zentralen ($b = 0$) 6.2 MeV/u - U + Cm - Stoß. Im Falle einer gewöhnlichen Rutherford-Streuung ($T = 0$, **Teil a**) sind zufällige Koinzidenz (obere durchgezogene Kurve) und der Kohärenzterm (gestrichelt) nahezu identisch, was zu einer starken Reduzierung (> 500) der koinzidenten Raten gegenüber dem totalen Spektrum führt. Unter der Annahme einer nuklearen Verzögerungszeit $T = 10^{-20} \text{ s}$ (**Teil b**) besitzt der zufällige Term ein mehr als 10-fach höheres Gewicht, so daß dieser Beitrag das koinzidente Spektrum dominiert. Der Term der zufälligen Koinzidenzen und der Korrelationsterm befinden sich darüber hinaus außer Phase und sorgen damit für eine (geringe) Verschiebung der Oszillationsstrukturen.

Entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 4.3 und im Anhang dieser Arbeit repräsentieren allerdings die in den obigen Abbildungen aufgetragenen Wahrscheinlichkeiten noch nicht das experimentell zugängliche Spektrum. Vielmehr müssen zusätzlich zufällige Koinzidenzen zwischen K-Löchern und Positronen unter-

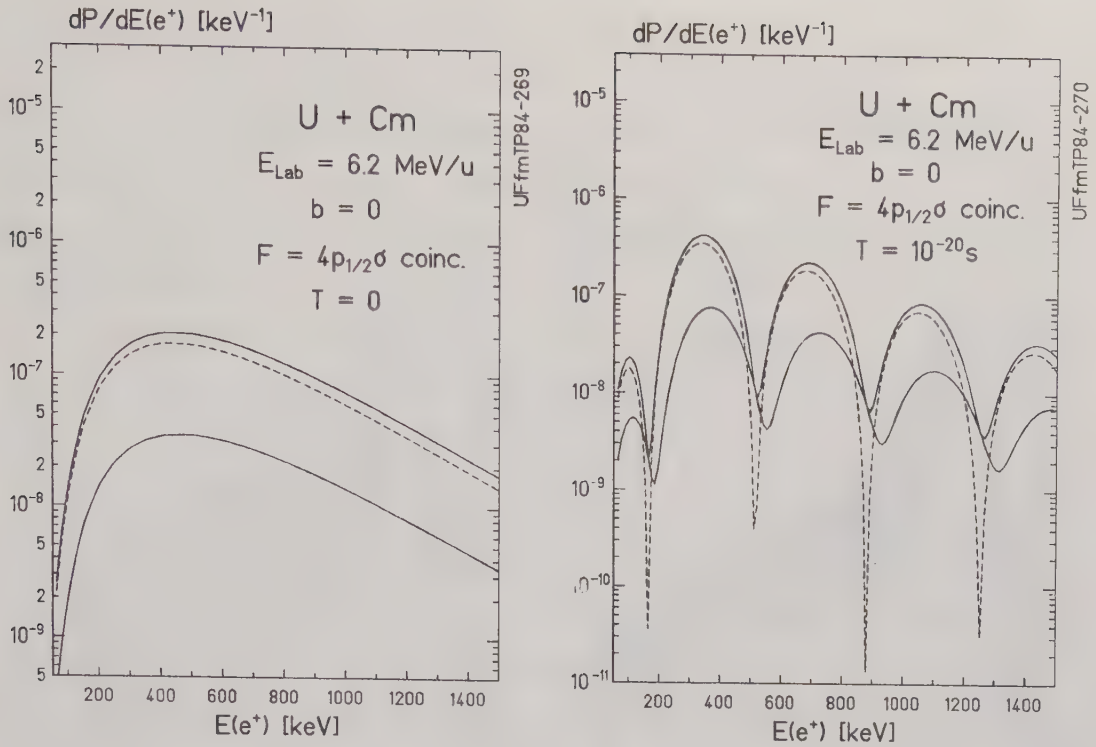


Abb. 6.30: Wie in Abb. 6.29, diesmal für den unterkritischen $\kappa=+1$ - Kanal. Aus der Differenz der zufälligen Koinzidenz (obere durchgezogene Kurve) und des Korrelationsterms (gestrichelt) berechnet sich das zum $2p_{1/2}\sigma$ -Loch koinzidente Spektrum (untere durchgezogene Linie). Die Verschiebung der Oszillationsstrukturen im zeitverzögerten Spektrum ist wesentlich deutlicher als in Abb. 6.29b.

schiedlicher Spinrichtung berücksichtigt wurden, hinzu kommt die Frage nach der experimentellen Unterscheidbarkeit von K-Löchern im schwereren Stoßpartner (Cm) und solchen im leichteren (U). Schätzt man alleine den Einfluß des 'vacancy-sharings' (s. Anhang, Gl. (A.16) bis (A.18)), mit Hilfe der Sommerfeld'schen Feinstruktur-Formel ab, so erhält man einen Verzweigungsfaktor $w \sim .267$ (bei atomaren Bindungsenergien des K-Elektrons von $E_K^{(92)} = 132$ keV bzw. $E_K^{(96)} = 146$ keV).

Abb. 6.31 zeigt das totale Spektrum beider Drehimpulskanäle ($\kappa = \pm 1$) für die oben erwähnten nuklearen Verzögerungszeiten (Abbildungsteil a) im Vergleich zu entsprechend Gl. (A.14) berechneten koinzidenten Positronenraten, also ohne Berücksichtigung des Verzweigungsfaktors w (Teil b). Die Koinzidenzbedingung führt zu

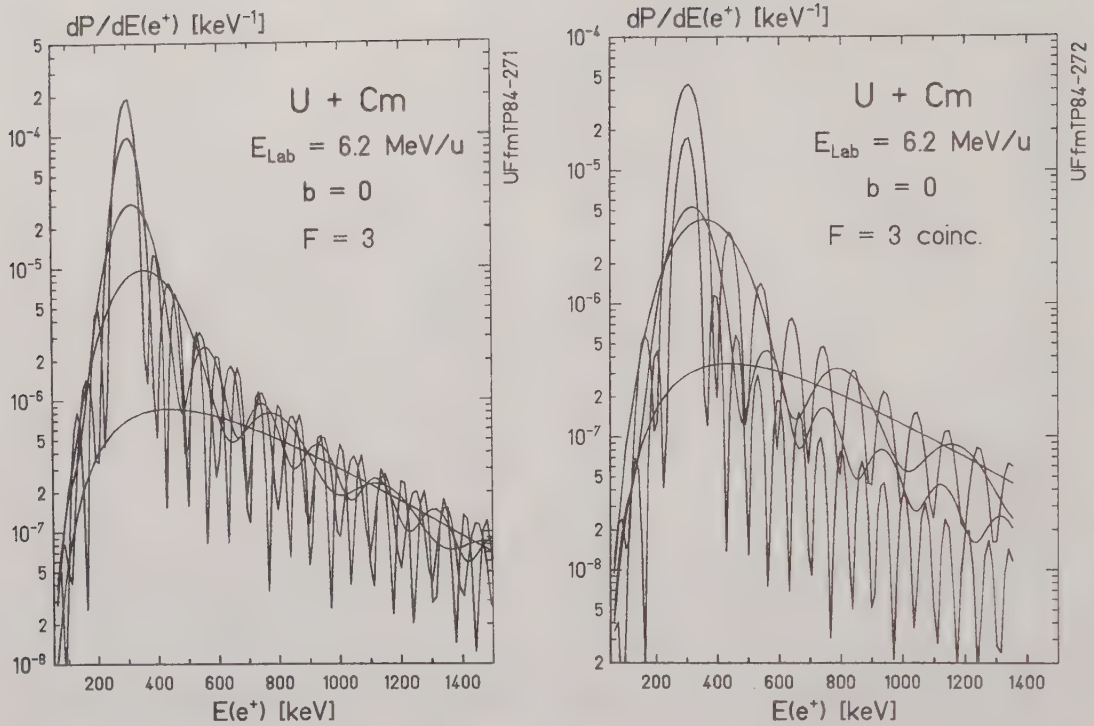


Abb. 6.31: Totales und zu K-Löchern im Uran oder Curium koinzidentes Positronenspektrum im Stoßsystem $U + Cm$ bei einer Einschußenergie von $E_{Lab} = 6.2 \text{ MeV/u}$ und Stoßparameter $b = 0$. Die Spektren sind berechnet für die nuklearen Verzögerungszeiten $T = 0, 1, 2, 4$ und $6 \cdot 10^{-20} \text{ s}$. Während **Teil a** lediglich die Summe der beiden Drehimpulskanäle $\kappa = -1$ (Abb. 6.27a) und $\kappa = +1$ (Abb. 6.28a) darstellt, müssen in **Teil b** zusätzliche, zufällige Koinzidenzen, nämlich alle Kombinationen der Spinrichtungen und der Drehimpulsquantenzahlen von Löchern und Positronen, berücksichtigt werden (vgl. Anhang). Bei der Berechnung der koinzidenten Spektren wurde angenommen, daß das K-Loch im schweren Stoßpartner (Cm) experimentell nicht vom K-Loch im leichteren (U) getrennt zu werden vermag. Die aus Teil a bekannte Abfolge der Spektren in T hat sich aufgrund der Koinzidenzbedingung z.B. zwischen $T = 4 \cdot 10^{-20} \text{ s}$ und $T = 6 \cdot 10^{-20} \text{ s}$ umgekehrt.

einer Reduzierung des glatten ($T = 0$) Spektrums auf ungefähr die Hälfte des ursprünglichen Wertes, aufgrund der Dominanz der zufälligen Koinzidenzen geht die oben diskutierte energetische Verschiebung der K-Loch-koinzidenten Spektren verloren. Die Höhe der

spontanen Positronenlinie wird z.B. bei $T = 10^{-20}\text{s}$ und $T = 6 \cdot 10^{-20}\text{s}$ um nahezu denselben Faktor (~ 2.25) reduziert, für $T = 2 \cdot 10^{-20}\text{s}$ findet man ~ 6 , für $T = 4 \cdot 10^{-20}\text{s}$ dagegen $\gtrsim 10$. Die aus Abschnitt 4.4 bekannte Abfolge der Spektren in T (vgl. Abb. 6.31a) verkehrt sich also unter Umständen aufgrund der Koinzidenzbedingung (vgl. $T = 4 \cdot 10^{-20}\text{s}$ mit $T = 6 \cdot 10^{-20}\text{s}$).

Verfährt man, wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, und berechnet mit Hilfe des in Gl. (6.4) definierten q -Wertes ein K-Loch koinzidentes Positronenspektrum aus gewöhnlicher Rutherford-Streuung und nuklearen Reaktionen, dann wäre die spontane Positronenlinie gegenüber dem 'Untergrundspektrum' um bis zu einem Faktor $\lesssim 4$ unterdrückt, für speziell gewählte Zeiten dagegen sogar geringfügig erhöht. Die bereits oben diskutierte Kontrollrechnung im $7.5 \text{ MeV/u} - \text{U} + \text{U} - \text{System}$ ($b = 0$) ergab eine qualitative Übereinstimmung auch bezüglich dieser Aussagen: Während sich der in gewöhnlicher Rutherford-Streuung ($T = 0$) emittierte Untergrund (für $b = 0$) durch die Koinzidenzbedingung um einen Faktor ~ 1.5 reduziert, verliert die spontane Positronenlinie um $\lesssim 3$ an Intensität, d.h., die Linie ist gegenüber dem Untergrund um einen Faktor $\lesssim 2$ unterdrückt.

Die quantitative Größe des Effekts ist also abhängig von den in der nuklearen Reaktion auftretenden Verzögerungszeiten und deren Verteilung. Ursächlich hierfür sind die in T schnell variierenden (oszillierenden) Loch-Raten in den molekularen $1s\sigma$ - und $2p_{1/2}\sigma$ -Zuständen. Aufgrund dieser Überlegungen erscheint es zweifelhaft, ob eine Positron-K-Loch-Koinzidenzmessung, unter Berücksichtigung der zusätzlich auftretenden experimentellen Unsicherheiten (vgl. z.B. die bereits jetzt vorhandenen großen Fehlerbalken in Abb. 6.13, 6.14 und 6.15), nennenswerte Evidenz über einen spontanen Produktionsmechanismus der Linie bieten kann.

Eine alternative Messung von Positronen innerhalb und außerhalb der beobachteten Linienstruktur in Koinzidenz mit hochenergetischen δ -Elektronen wurde letzthin von C. Kozuharov [Koz84] vorgeschlagen. Dabei sollen mit Hilfe eines Orange-Spektrometers die nachgewiesenen Positronen entsprechend ihrer kinetischen Energie selektiert werden, eine zweite Orange übernimmt die Bestimmung der differentiellen δ -Elektronen-Raten dP_e-/dE_e -. Obwohl z.Zt. noch

keine (numerischen) Ergebnisse vorliegen, ist zu befürchten, daß auch diese Koinzidenzmessung keinerlei direkte Evidenz für den spontanen Ursprung der Positronenlinien bieten können. Geht man von den in Abschnitt 6.2 beschriebenen langen nuklearen Verzögerungszeiten aus, dann führen diese in den δ -Elektronen-Spektren zu hochfrequenten Oszillationsstrukturen, äquivalent denen im $p_{\frac{1}{2}}$ -Positronenspektrum in Abb. 6.28. Die Berücksichtigung der zufälligen Koinzidenzereignisse, die Mittelung über die Verteilung der nuklearen Verzögerungszeiten sowie die apparative Auflösung im Experiment werden wohl letztendlich eine Verschmierung dieser Strukturen bewirken. Allein kurze Zeitverzögerungen könnten eventuell aufgrund des steileren exponentiellen Abfalls im höherenergetischen Bereich des δ -Elektronen-Spektrums (vgl. Kap. 7) mit Hilfe dieser Meßvorschrift detektiert werden. Trotzdem sollten die theoretischen Berechnungen hierzu nachgeholt und das entsprechende Experiment durchgeführt werden: die Möglichkeit unterschiedlicher Resultate in Theorie und Praxis ist immer gegeben.

6.4 Gekreuzte Uran-Strahlen - Die Verwendung hochionisierter Uran-Ionen und ihr Einfluß auf die spontane Positronenproduktion

In letzter Zeit wird bei der GSI Darmstadt erneut eine alte Idee Ch. Schmelzers und der Frankfurter Schule [Bet75] diskutiert, auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigte Uran-Ionen vollständig zu strippen und die so erzeugten nackten Urankerne für atomphysikalische Experimente einzusetzen. Nach einer Strahlteilung sollen in einem Speicherring mit Hilfe komplizierter Magnetfeldsysteme Kreuzungspunkte der beiden Uran-Strahlen geschaffen werden, in denen die Urankerne mit kleinen bis relativistischen Relativenergien aufeinander treffen. Dies wäre für die hier diskutierte Schwerionen-Atomphysik von besonderer Bedeutung: So könnte z.B. die Positronenproduktion in $U + U$ - Stößen bei Energien nahe der Coulomb-Barriere ohne den störenden Einfluß der üblicherweise vorhandenen Elektronen (vor allem des Targetatoms) untersucht werden. Dies führt zwangsläufig zu der Fragestellung

[MüB84], inwieweit die spontane Positronenerzeugung von der neu zu treffenden Wahl der Fermikante ($F = 0$) beeinflusst wird und ob sich diese Auswirkungen qualitativ und quantitativ von denen für dynamisch erzeugte Positronen unterscheiden.

Abb. 6.32 zeigt Positronenspektren des $U + U$ - Systems bei einer Relativenergie von $E_{\text{rel}} \sim 680$ MeV für Stoßparameter $b = 0, 5, 10, 20$ und 40 fm, in Teil a für die bisher verwendete Fermikante $F = 3\sigma, 4p_{\frac{1}{2}}\sigma$ ($F = 3$), in Teil b für die Fermikante $F = 0$ zweier nackter Urkerne. In beiden Fällen wurde das Abschirmungspotential der Elektronen untereinander vernachlässigt (Coulomb-Potential-Näherung). Dies entspricht der exakten Beschreibung des auf die Elektronen wirkenden Gesamtpotentials für den Fall b ($F = 0$), während für Abbildungsteil a (mit $F = 3$) das atomare Streuprobblem besser in ATDHF-Approximation behandelt werden müßte.

Abb. 6.32 verdeutlicht den enormen Zuwachs in den Positronenspektren beim Übergang von $F = 3$ zu $F = 0$: in zentralen Stößen ($b = 0$) werden ~ 35 mal mehr Positronen emittiert, in peripheren Stößen ($b = 40$ fm) sind die Positronenraten gar um einen Faktor ~ 175 verstärkt. Integriert man die Emissionsraten bezüglich eines kleinen Schwerionenstreufensters $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ \pm 6^\circ$ auf, dann liegt das unter der Annahme nackter Urkerne berechnete Spektrum um einen Faktor ~ 40 über dem $F = 3$ - Spektrum [Rei81a].

Die Position des Emissionsmaximums ändert sich bei Variation der Fermikante nicht, der Abfall im hochenergetischen Bereich des Spektrums ist für $F = 0$ allerdings geringfügig steiler als bei einer Wahl von $F = 3$ und zwar umso mehr, je peripherer die Stöße verlaufen. Dies reflektiert die Tatsache, daß die Emission sehr hochenergetischer Positronen von der gewählten Fermikante unabhängig sein sollte: die Anregung über Vielstufenprozesse wird für diesen Bereich der Positronenenergien immer unwahrscheinlicher, der Einfluß der Fermikante damit immer geringer.

Verzögert man im Rahmen des Schematischen Modells den $b=0$ - Stoß am Abstand nächster Annäherung um eine Zeitspanne T , dann wächst die spontane Positronenlinie im Fall $F = 0$ um einen Faktor ~ 44 stärker an als bei $F = 3$ (Abb. 6.33), wobei die Wahl der Fermikante in Coulomb-Potential-Näherung keinerlei Einfluß auf die Zentrierung der Linie bei $E_e^+ \sim 255$ keV besitzt. Berücksichtigt man

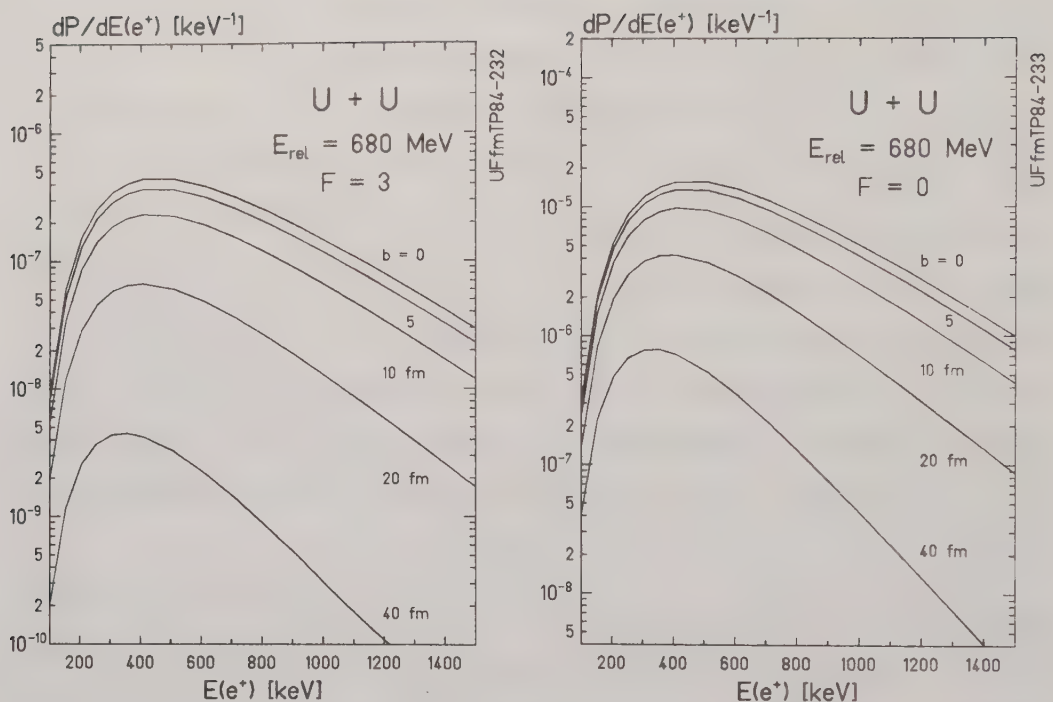


Abb. 6.32: Der Einfluß der Fermikante auf die in Rutherford-Stößen emittierten Positronen. Untersucht wird das Stoßsystem $U + U$ bei einer Relativenergie von $E_{\text{rel}} \sim 680 \text{ MeV}$. Die in Teil a aufgetragenen, stoßparameterabhängigen Spektren ($b = 0, 5 \text{ fm}, 10 \text{ fm}, 20 \text{ fm}$ und 40 fm) sind berechnet für eine Wahl der Fermikante von $F = 3$. Im Stoß zweier nackter Urankerne wird die Besetzung der elektronischen (molekularen) Zustände zu Beginn der Kollision durch eine Fermikante von $F = 0$ beschrieben (Teil b). Sämtliche Spektren, einschließlich denen in Teil a, wurden in Coulomb-Potential-Näherung erzielt. Die Verwendung nackten Urans steigert die Positronenraten in zentralen Kollisionen um einen Faktor ~ 35 , in peripheren Stößen ($b = 40 \text{ fm}$) sogar um ~ 175 . Während sich die Position des Emissionsmaximums im Spektrum aufgrund der beiderseitigen Vernachlässigung der elektronischen Abschirmung nicht ändert, fällt der hochenergetische Bereich der Spektren für $F = 0$ etwas schneller ab und zwar umso mehr, je peripherer die Stöße verlaufen.

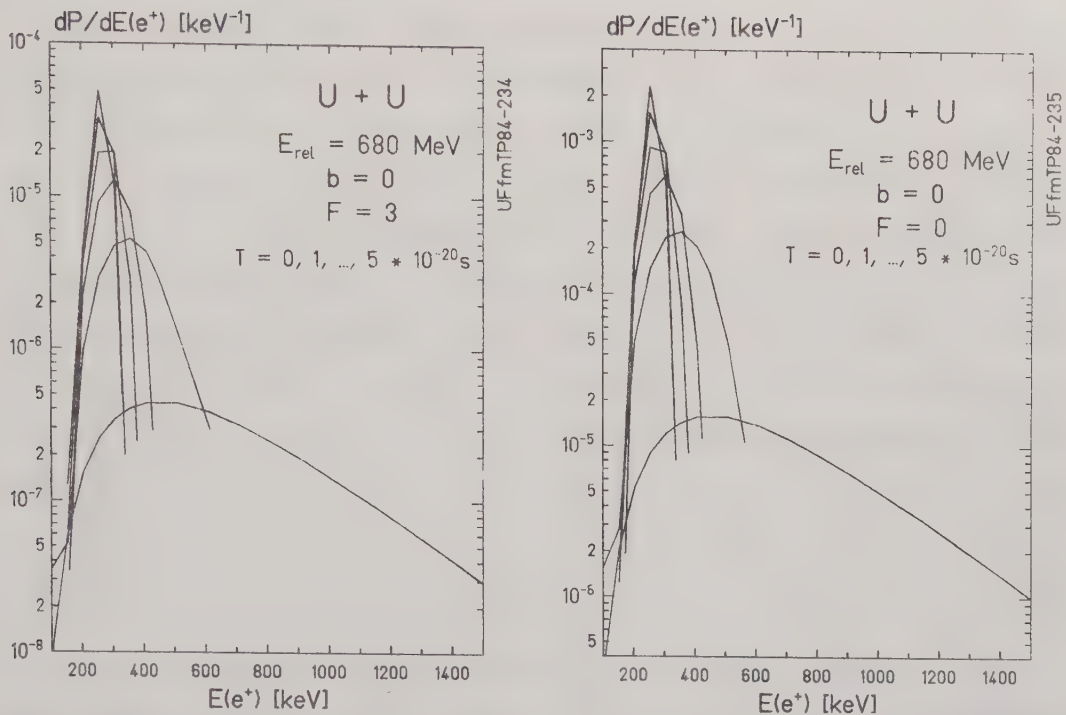


Abb. 6.33: Der Einfluß der Fermikante auf die Positronenspektren zeitverzögerter Stöße. Im Rahmen des Schematischen Modells (Abschnitt 4.1) wird der zentrale ($b = 0$) $U + U$ - Stoß ($E_{\text{rel}} = 680$ MeV) am Punkt des minimalsten Abstandes einer Rutherford-Trajektorie für eine Zeitspanne T angehalten. Die nukleare Verzögerungszeit beträgt $T = 0, 1, 2, 3, 4$ und $5 \cdot 10^{-20}$ s. Auf die Form der spontanen Positronenlinie besitzt die Wahl der Fermikante keinen Einfluß, aufgrund der Anwendung der Coulomb-Potential-Näherung in beiden Abbildungsteilen behält die spontane Positronenlinie auch ihre Position bei. Die Intensität der Linie wächst für $F = 0$ um einen Faktor ~ 44 , verglichen zu ~ 35 in gewöhnlicher Rutherford-Sreuung ($b = 0, T = 0$).

allerdings, daß die Rechnungen zu $F = 3$ besser in ATDHF-Approximation durchgeführt worden wären, dann führt dies zu der auch experimentell überprüfbaren Vorhersage, daß sich die Position der spontanen Positronenlinie bei Verwendung nackter Urkerne um den Betrag der Abschirmenergie zu höheren kinetischen Positronenenergien hin verschieben müßte.

In Abschnitt 6.1 wurde untersucht, welche Form Positronenspektren besitzen, wenn in einem Detektor-Winkelfenster gleichzeitig Rutherford-gestreute Teilchen und Projektil- oder Targetkern-ähnliche Zerfallsprodukte einer langlebigen Kernreaktion nachgewiesen werden (vgl. Abb. 6.1). Für die hier diskutierte Streuung zweier nackter Urankerne erhält man unter der Annahme eines Winkelfensters $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ \pm 6^\circ$ und eines Anteils $q = \sigma^{\text{N}}/\sigma^{\text{R}} = 4 \cdot 10^{-3}$ an Reaktionsprodukten, verglichen zu Rutherford-gestreuten Teilchen, die Spektren Abb. 6.34. Teil a stellt die Positronenraten bei einer Wahl der Fermikante von $F = 3$ dar und zwar für verschiedene nukleare Verzögerungszeiten $T = 0, 1, \dots, 6 \cdot 10^{-20} \text{ s}$. Teil b zeigt die Spektren für den Fall nackter Urankerne ($F = 0$). Beide Sätze von Spektren weichen qualitativ überhaupt nicht, quantitativ - abgesehen von den recht unterschiedlichen Absolutwerten - geringfügig in der relativen Höhe der Linie voneinander ab.

Um zu zeigen, daß diese Übereinstimmung zufälliger Natur ist, wurden dieselben Betrachtungen für das Stoßsystem $U + U$ bei einer geänderten Relativenergie von $E_{\text{rel}} \sim 740 \text{ MeV}$ wiederholt, das Streuwinkelfenster sei wiederum $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ \pm 6^\circ$. Man erzielt dann die folgenden Resultate: Das ebenfalls bei $E_e^+ \sim 460 \text{ keV}$ gelegene Wahrscheinlichkeitsmaximum der dynamisch erzeugten Positronen ist jetzt für $F = 0$ nur noch um einen Faktor ~ 29 gegenüber dem Fall $F = 3$ verstärkt. Dies veranschaulicht die aufgrund der erhöhten Relativenergie erhöhten Lochraten in den inneren Schalen im Falle $F = 3$ und den deshalb verringerten Effekt einer Wahl der Fermikante mit $F = 0$. Der geringfügig steilere Abfall im hochenergetischen Bereich der Spektren für den Stoß zweier nackter Urankerne läßt sich auch bei $E_{\text{rel}} \sim 740 \text{ MeV}$ feststellen. Aufgrund des gegenüber $E_{\text{rel}} \sim 680 \text{ MeV}$ veränderten Minimalabstands entsteht die spontane Positronenlinie nun bei $E_e^+ \sim 300 \text{ keV}$, unabhängig von der Wahl der Fermikante, die Höhe der Linie ist bei $F = 0$ um einen Faktor ~ 33 gegenüber $F = 3$ verstärkt. Dies führt unter Beibehaltung desselben Streuwinkelfensters ($\theta_{\text{cm}} = 90^\circ \pm 6^\circ$) und desselben Beimi-schungsfaktors $q = 4 \cdot 10^{-3}$ zu den Spektren Abb. 6.35.

Bei der etwas höheren Relativenergie der beiden Urankerne hebt sich also der in langlebigen Kernreaktionen spontan erzeugte Beitrag an Positronen stärker vom 'Rutherford-artigen', dynamisch erzeug-

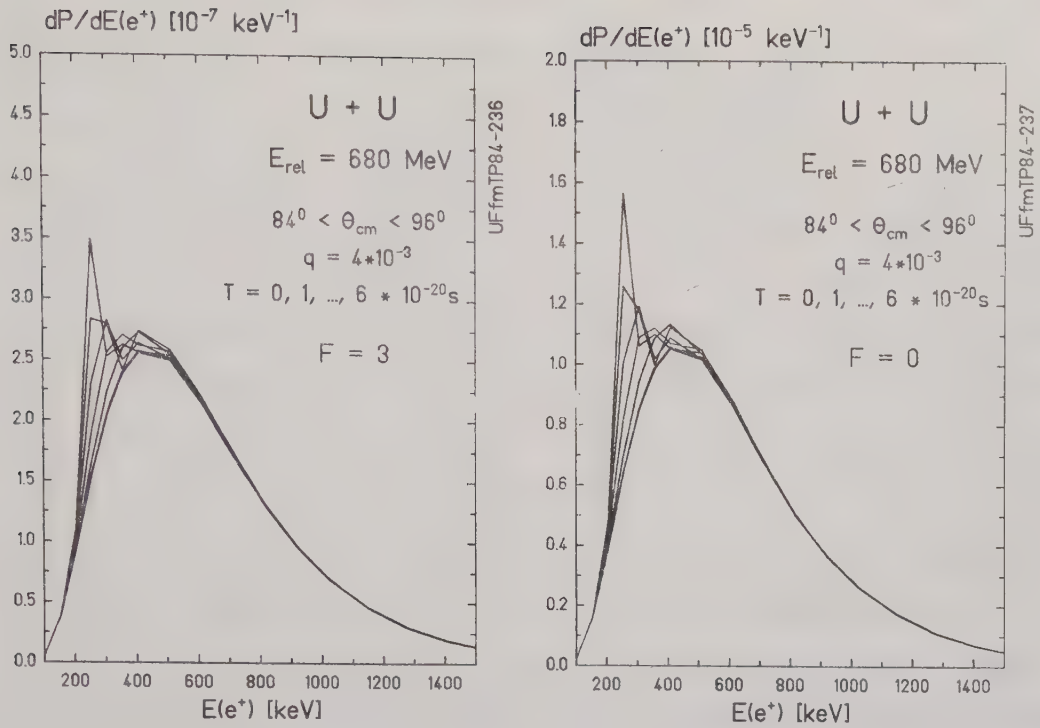


Abb. 6.34: Superposition des Positronenspektrums gewöhnlicher Rutherford-Streuung in ein Winkelfenster $\theta_{cm} = 90^\circ \pm 6^\circ$ (Abb. 6.32) und der in zeitverzögerten Stößen emittierten Positronen (Abb. 6.32). Die nuklearen Verzögerungszeiten betragen $T = 0, 1, \dots, 6 \cdot 10^{-20} \text{ s}$, der Anteil q an Reaktionsprodukten im Winkelfenster, verglichen zu Rutherford-gestreuten Teilchen, wird mit $q = 4 \cdot 10^{-3}$ angenommen. Bei Verwendung nackten Urans (**Teil b**) ist die spontane Positronenlinie gegenüber dem in der Rutherford-Streuung erzeugten Untergrundspektrum nur geringfügig stärker überhöht als im Falle einer Wahl von $F = 3$ (in relativen Einheiten) (**Teil a**). Diese Übereinstimmung ist zufälliger Natur, da der Verstärkungsfaktor der im Rutherford-Stoß erzeugten Positronen einerseits vom betrachteten Stoßparameter (und somit bei gegebener Einschussenergie vom Streuwinkel), andererseits aber auch von der Einschussenergie selbst abhängt (vgl. Abb. 6.35). Durch die Wahl geeigneter kinematischer Bedingungen erhält man somit eine relative Bevorzugung (oder Benachteiligung) der spontanen Positronenlinie im superponierten Spektrum.

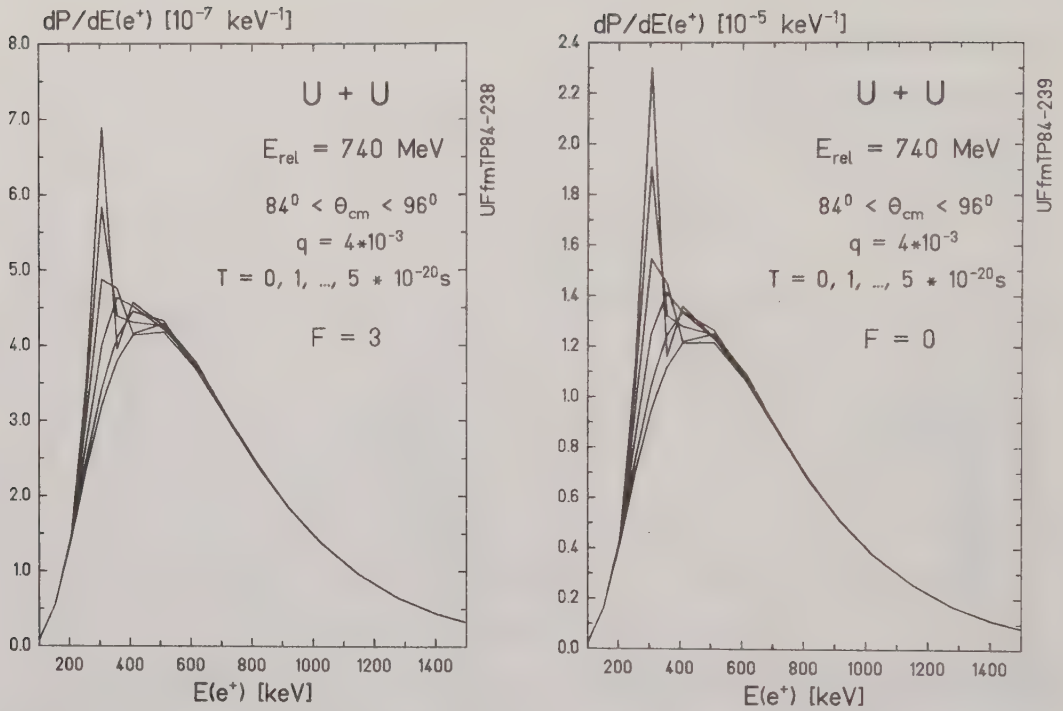


Abb. 6.35: Wie in Abb. 6.34, diesmal allerdings für eine Relativenergie von $E_{\text{rel}} = 740 \text{ MeV}$. Sowohl das Streufenster $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ \pm 6^\circ$ als auch der Beimischungsfaktor $q = 4 \cdot 10^{-3}$ werden beibehalten, als nukleare Verzögerungszeiten dienen $T = 0, 1, \dots, 5 \cdot 10^{-20} \text{ s}$. Das in Rutherford-Stößen erzeugte Positronen-Untergrundspektrum ist bei der Verwendung nackten Urans ($F = 0$) um einen Faktor ~ 29 gegenüber dem Spektrum für $F = 3$ verstärkt. Die Verringerung des Effektes gegenüber Abb. 6.34 läßt sich wie folgt begründen: Mit der Erhöhung der Relativenergie auf 740 MeV erhöhen sich im Falle $F = 3$ die Lochraten in den inneren Schalen, so daß der Übergang zu $F = 0$ einen relativ kleineren Effekt bewirkt als bei einer Relativenergie von 680 MeV. Da die spontane Positronenlinie jedoch ~ 33 -mal mehr Intensität besitzt als im Falle $F = 3$, kommt sie gegenüber dem Untergrundspektrum stärker zum Tragen.

ten Spektrum ab. Inwieweit dies auch experimentell verifizierbar und sinnvoll anwendbar ist, ist letztendlich ein Problem der experimentellen Statistik. Fraglich in diesem Zusammenhang ist auch, ob beim Übergang von $F = 3$ zu $F = 0$ (nackte Urankerne) der nukleare

Untergrund nicht in gleichem Maße anwachsen wird wie die atomaren Positronenraten. So wächst z.B. die nukleare Positron-K-Loch-Konversion proportional der K-Loch-Rate. Die Beantwortung der Frage, ob eine beobachtete Linie atomaren oder doch nur nuklearen Ursprungs ist, könnte dadurch wesentlich erschwert werden. Darüber hinaus wäre eine Unterscheidung möglicher atomarer Produktionsmechanismen ebenfalls noch nicht gewährleistet.

P. Kienle [Kie84] schlug deshalb vor, die Koinzidenz der nachgewiesenen Positronen zu einem U^{91+} zu untersuchen, um auf diesem Wege die spontanen Positronen von den anderen atomaren zu trennen. Inwieweit dies vom theoretischen Standpunkt aus sinnvoll erscheint, müßte erst noch untersucht werden: Einerseits kann auch das den $1s\sigma$ -Zustand auffüllende (spontane) Elektron während des Auseinanderlaufens der beiden Kerne noch ionisiert werden, andererseits werden auch die dynamischen Positronen in erhöhtem Maße durch Anheben eines Elektrons in die unteren gebundenen Zustände erzeugt. Dies wird bereits durch den Verstärkungsfaktor $\sim 30 - 40$ für die dynamisch erzeugten Positronen beim Übergang von $F = 3$ zu $F = 0$ belegt. Wie groß der Unterdrückungsfaktor der dynamischen Positronen bei Ausnutzung der Koinzidenzbedingung mit U^{91+} (evt. auch bei einer Antikoinzidenz zu δ -Elektronen) letztendlich sein wird, müßte mit Hilfe der im Anhang aufgestellten Beziehungen erst theoretisch abgeleitet werden.

Einen weiteren experimentellen Vorteil gäbe es bei der Verwendung nackter Urankerne auf jeden Fall: die Emissionsraten der δ -Elektronen wären vergleichbar mit denen der erzeugten Positronen, ja sogar geringer wegen des Verbleibens der Elektronen in gebundenen Zuständen. Zusätzliche experimentelle Unterdrückungsmethoden, mit Ausnahme eines elektrischen Feldes zur Separation der Elektronen und der Positronen, z.B. das 'baffle' im EPOS-Transportsystem [Bok83b] oder die S-förmige Konfiguration im TORI [Kan81], wären damit überflüssig [Kie84].

Darüber hinaus bietet die Methode der gekreuzten Strahlen den Vorteil des 'unendlich' dünnen Targets [Kie84], würde also auch die bisherigen Targetdicken-Probleme beim Vermessen der Positronenspektren beseitigen. (Die Verwendung eines uranhaltigen Gastargets

würde denselben Vorteil bieten.) Das eventuelle Problem der erheblich reduzierten Lumineszenz im gekreuzten Strahl wird teilweise behoben durch die um den Faktor $\sim 30 - 40$ erhöhte Positronenausbeute pro Stoß.

An die experimentellen Aufbauten werden hinsichtlich des (Winkel- und Energie-) Auflösungsvermögens erhöhte Anforderungen gestellt: Aufgrund der relativistisch hohen Strahlenergien werden sämtliche Teilchen (Kerne, Kernbruchstücke, Elektronen, Positronen) in Strahlrichtung geschleudert, ihre Energie Doppler-verschoben und (proportional β_{cm}) Doppler-verbreitet. Die Möglichkeit der Rücktransformation der Spektren ins cm-System hängt darüber hinaus von der Kenntnis der Winkelverteilung (Multipolarität) der Emission ab.

Die oben diskutierten Vorteile einer Verwendung der gekreuzten Strahlen nackten Urans für die Vermessung der Positronenspektren werden also begleitet von einer Reihe technischer und experimenteller Probleme, deren Konsequenzen erst noch einer eingehenderen Untersuchung bedürfen.

7. DIE AUSWIRKUNGEN TIEFINELASTISCHER KERNREAKTIONEN AUF ATOMARE ANREGUNGSPROZESSE

Im Rahmen der semiklassischen Beschreibung der atomaren Anregungsprozesse in Schwerionenstößen wurde in Kap. 4 ein vereinfachter Ansatz für die Bewegung der Kerne während einer Kernreaktion verwendet. Dieses 'Schematische Modell' hatte den Vorteil einer freien Wählbarkeit von Parametern, wie der Reaktionsdauer T oder der Parametrisierung der Kernkonfiguration durch einen entsprechend zu bestimmenden Zweizentrenabstand R . Die systematische Untersuchung der Zeitverzögerungseffekte schloß den Limes sehr langer Reaktionszeiten, für den bis heute noch keine quantitativen Kernmodell-Rechnungen existieren (vgl. auch Abschnitt 5.3), uneingeschränkt ein.

Die Berechnungen einer Vielzahl nuklearer Reaktionsmodelle ergeben für die tiefinelastischen Stöße sehr schwerer Ionen Zeiten in der Größenordnung von lediglich $\sim 1 \dots 2 \cdot 10^{-21} \text{s}$ [Bir78,79,Sch78, Gro78]; vgl. aber auch [Wol77,Rie79a,b] mit Reaktionszeiten $\gtrsim 5 \cdot 10^{-21} \text{s}$. Man erwartet deshalb, daß die atomaren Anregungsprozesse allenfalls durch geänderte Interferenzen zwischen den Besetzungsamplituden des ein- und des auslaufenden Streuastes beeinflußt werden ('SA-Effekte', vgl. Abschnitt 4.3). Die für das vereinigte System typischen Anregungsformen ('UA-Effekte', vgl. Abschnitt 4.4), wie z.B. das Entstehen der spontan erzeugten Linie im Positronenspektrum, sollten aufgrund der kleinen Zeitverzögerungen noch nicht hervortreten.

Allerdings führen die verschiedenen kernphysikalischen Modelle zu unterschiedlichen Arten von Bewegungsgleichungen, teilweise differieren sie auch in der Beschreibung der berücksichtigten Kräfte. Ergebnis sind Bewegungsabläufe im Reaktionsprozeß, die von der Rutherford-Kinematik, aber auch vom oben diskutierten Schematischen Modell erheblich abweichen.

Zwar ist das primäre Ziel dieser Reaktionsmodelle nicht die wirkliche Beschreibung der nuklearen Bewegungen, sondern vielmehr eine optimale Konsistenz der Theorie mit experimentell bestimmten, elastischen und inelastischen Schwerionen-Streudaten. Hierzu gehö-

ren auch die Beschreibung von Wilczynski-Plots, Fusionsquerschnitten und Spaltelementverteilungen, von Gleichgewichts- oder Nichtgleichgewichtseffekten in Fusions-Spalt-Prozessen, usw. Das Lösen der Bewegungsgleichungen ist insofern nur Mittel zum Zweck.

Trotzdem wollen wir diese Modelle auf ihre Realitätsnähe für den Bewegungsablauf der Reaktion überprüfen. Ansonsten läßt sich nämlich ein Großteil der gewünschten Ergebnisse auch durch Variation von geeignet gewählten Fitparametern (z.B. Potentialformen, Reibungs- und Driftkoeffizienten, usw.) erzielen. Da diese Modelle selbstkonsistent zu den gewünschten kernphysikalischen Ergebnissen führen, ist ihre Überprüfung im Rahmen der Kernphysik nur schwer möglich. Andererseits erwartet man, daß sie zu unterschiedlichen Aussagen über die atomphysikalischen Anregungsprozesse führen. Insofern stellt die Spektroskopie atomarer Prozesse in tiefinelastischen Kernreaktionen ein unabhängiges Hilfsmittel zur Bestimmung nuklearer Bewegungsabläufe ('atomare Uhr' [Sof79b]) dar [Rei81b, MüU81, 82a, 84].

Im folgenden werden zwei spezielle kernphysikalische Reaktionsmodelle vorgestellt (Abschnitt 7.1) und ihr Einfluß auf atomare Anregungen untersucht (Abschnitt 7.2). Nach der Diskussion experimentell relevanter Größen, wie Spalt- und Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeiten, führt der Vergleich mit experimentellen Ergebnissen zur δ -Elektronen-Emission und zur Positronenproduktion (Abschnitt 7.3) sowie zur Erzeugung von K-Löchern während des Streuprozesses (Abschnitt 7.4) zu einer ersten Abschätzung der nuklearen Reaktionszeiten. Alle Resultate werden durch Lösen der gekoppelten Differentialgleichungen (2.10) gewonnen. Dabei sind die acht am stärksten gebundenen $s_{\frac{1}{2}}$ -Zustände (bzw. sechs $p_{\frac{1}{2}}$ -Zustände) sowie je 17 Zustände im oberen und im unteren Energiekontinuum berücksichtigt. Im ein- und im auslaufenden Teil der Trajektorie werden je ~ 600 Integrationsschritte vorgegeben, im Innenbereich $R \lesssim 30$ fm wird mit weiteren $\sim 200 - 600$ Stützpunkten (je nach Reaktionsdauer) integriert.

Die inkohärente Summation über die Übergangswahrscheinlichkeiten, Gl. (2.11) bzw. Gl. (2.12), führt schließlich zu Aussagen über die atomaren Anregungsprozesse. Hierbei muß berücksichtigt werden, daß die nuklearen Trajektorien nicht mehr 'symmetrisch'

bezüglich $t = 0$ sind, also $R(-t) \neq R(t)$ bzw. $v(-t) \neq -v(t)$. Deshalb gelten die Beziehungen $|a_{ij}(\infty)|^2 = |a_{ji}(\infty)|^2$ nicht mehr.

In all diesen Berechnungen und Vergleichen zur Atomphysik tiefinelastischer Stöße wird eine Zwei-Teilchen-Kinematik der Kerne zugrunde gelegt. Annahme ist hierbei, daß ein sequentiell erfolgter nuklearer Spaltprozeß die atomaren Anregungsprozesse nicht sonderlich modifiziert. Genauer: nach dem ersten Aufbruch des sehr kurzlebigen ($\sim 10^{-21}$ s) Compoundkerns $Z = 184$ dauert es relativ lange bis zur Spaltung der Reaktionsprodukte. Diese Annahme wird gestützt durch experimentelle Beobachtungen von P.-A. Gottschalk et al. [Got79] sowie der Gruppe um P. Glässel, D. v. Harrach und H.J. Specht [Glä79,82, Har82], die für den direkten Drei-Körper-Aufbruch keinerlei Evidenz fanden. Der Compoundkern spaltete vielmehr in zwei Schritten (sequentielle Spaltung), mit Zeiten zwischen dem ersten und dem zweiten Aufbruch in der Größenordnung von $\sim 10^{-20}$ s. Dies entspricht einer Minimalentfernung zwischen den primären Reaktionsprodukten während der zweiten Spaltung von $\sim 70 - 100$ fm. Diese Zahlen gelten selbst für Zwischenprodukte mit $Z \geq 110$.

Für leichtere Systeme wie Kr + Er oder Xe + Sn bei Einschußenergien $E_{\text{Lab}} = 12.5$ MeV/u wurde allerdings kürzlich [Glä83] sequentielle Spaltung mit wesentlich kürzeren Zwischenzeiten ($\sim 10^{-21}$ s) experimentell nachgewiesen. Die Dynamik des zweiten Spaltprozesses wird hierbei von der Vorgeschichte, nämlich dem Aufbruch des Compoundkerns, wesentlich bestimmt. Der Einfluß des direkten Drei-Körper-Aufbruchs auf die atomaren Anregungsprozesse wird in Abschnitt 7.5 im Rahmen eines sehr vereinfachten Reaktionsmodells qualitativ untersucht.

7.1 Diskussion der verwendeten kernphysikalischen Modelle zur Berechnung der nuklearen Trajektorien

Tiefinelastische Reaktionen wurden während des letzten Jahrzehnts im Rahmen einer Vielzahl von Modellen mit unterschiedlichen Graden an Verfeinerungen diskutiert. J.R. Birkelund et al.

[Bir78,79,83] untersuchten ein nukleares makroskopisches Reibungsmodell im Hinblick auf Fusionsquerschnitte in Schwerionen-induzierten Reaktionen und verglichen dessen Ergebnisse mit experimentellen Daten aus einem breiten Massenbereich.

R. Schmidt et al. [Sch78] entwickelten ein analoges Reibungsmodell in Hinsicht auf die beobachteten hohen Energieverluste in tiefinelastischen Schwerionenreaktionen weiter, vernachlässigten jedoch intrinsische Freiheitsgrade der Bewegung. In der hier verwendeten Publikation [Sch78] wird u.a. der Massentransport in 7.42 MeV/u U + U-Stößen untersucht.

Beide Modelle werden in den folgenden beiden Abschnitten ausführlich beschrieben und diskutiert.

Ein im gleichen Zeitraum von D.H.E. Gross und H. Kalinowski publiziertes Modell zur klassischen Beschreibung tiefinelastischer Stöße [Gro78] führt zu kinematischen Größen und Reaktionszeiten, die in etwa Mittelwerte der beiden obigen Modelle [Bir78,79;Sch78] darstellen. 1981 schlugen Gross et al. [Gro81,82a,b] schließlich ein erweitertes makroskopisches Modell vor, das die Deformation der beiden Kerne als dynamischen Freiheitsgrad und Bestandteil der Bewegungsgleichungen behandelt; im Gegensatz zu Schmidt et al. [Sch78], die die sogenannte Neck-Bildung lediglich phänomenologisch zum Erzielen hoher Energiedissipation einführten. Leider wird zur Berechnung der Potentiale auf eine nicht zugängliche Referenz verwiesen [Nix64], so daß die Einflüsse dieses Modells auf atomare Anregungsmechanismen nicht untersucht werden konnten.

7.1a Das nukleare makroskopische Reibungsmodell nach J.R. Birkelund et al. (Modell I)

In dem von Birkelund et al. [Bir78,79,83] diskutierten Reibungsmodell wird das System zweier wechselwirkender Ionen durch acht Freiheitsgrade der Bewegung gekennzeichnet: der radiale Abstand R der beiden Kernzentren, die Orientierung θ der nuklearen Verbindungsachse in der Reaktionsebene, die jeweiligen (klassischen) Orientierungen θ_T und θ_P der beiden Kerne in der Reaktionsebene,

sowie die vier zugeordneten konjugierten Impulse (bzw. Drehimpulse). Die Kerne werden als starr rotierende (nichtdeformierte) Kugeln betrachtet. Zur Beschreibung der Bewegung müssen die vier folgenden Bewegungsgleichungen gelöst werden:

$$(7.1a) \quad \mu \ddot{R} = -\partial V_C / \partial R - \partial V_N / \partial R + \mu R \dot{\theta}^2 - f_R(R) \dot{R} ,$$

$$(7.1b) \quad \mu R^2 \dot{\theta} = L = L_O - L_T - L_P ,$$

$$(7.1c) \quad dL_T/dt = -C_T (R/(C_T+C_P))^2 f_\theta(R) \cdot [C_T(\dot{\theta}_T - \dot{\theta}) + C_P(\dot{\theta}_P - \dot{\theta})] ,$$

$$(7.1d) \quad dL_P/dt = -C_P (R/(C_T+C_P))^2 f_\theta(R) \cdot [C_T(\dot{\theta}_T - \dot{\theta}) + C_P(\dot{\theta}_P - \dot{\theta})] ,$$

Das Coulomb-Potential V_C , das hier verwendete nukleare Proximity-Potential V_N und die dissipativen Reibungskräfte werden anschließend diskutiert. Die reduzierte Masse μ ist definiert durch $\mu = M_T M_P / (M_T + M_P)$. L_O beschreibt den Gesamtdrehimpuls im Eingangskanal, L_T und L_P sind die intrinsischen Drehimpulse des Target- und des Projektilkerns

$$(7.2) \quad L_i = 2/5 M_i R_i^2 \dot{\theta}_i ,$$

wobei R_i die 'exakten' Kugelradien nach Gl. (7.8) bezeichnet. Die Größen C_T und C_P werden in Gl. (7.7) berechnet.

V_C in Gl. (7.1a) wird durch ein modifiziertes phänomenologisches Coulomb-Potential für ausgedehnte Kerne beschrieben, welches von J.P. Bondorf et al. [Bon74] erstmals vorgestellt wurde:

$$(7.3) \quad V_C(R) = \begin{cases} Z_T Z_P e^2 / R & R > R_C \\ V_O - k R^n & R \leq R_C \end{cases}$$

V_O , k und n sind Funktionen in Z_T , Z_P , und A_T , A_P , der nukleare Ladungsradius R_C

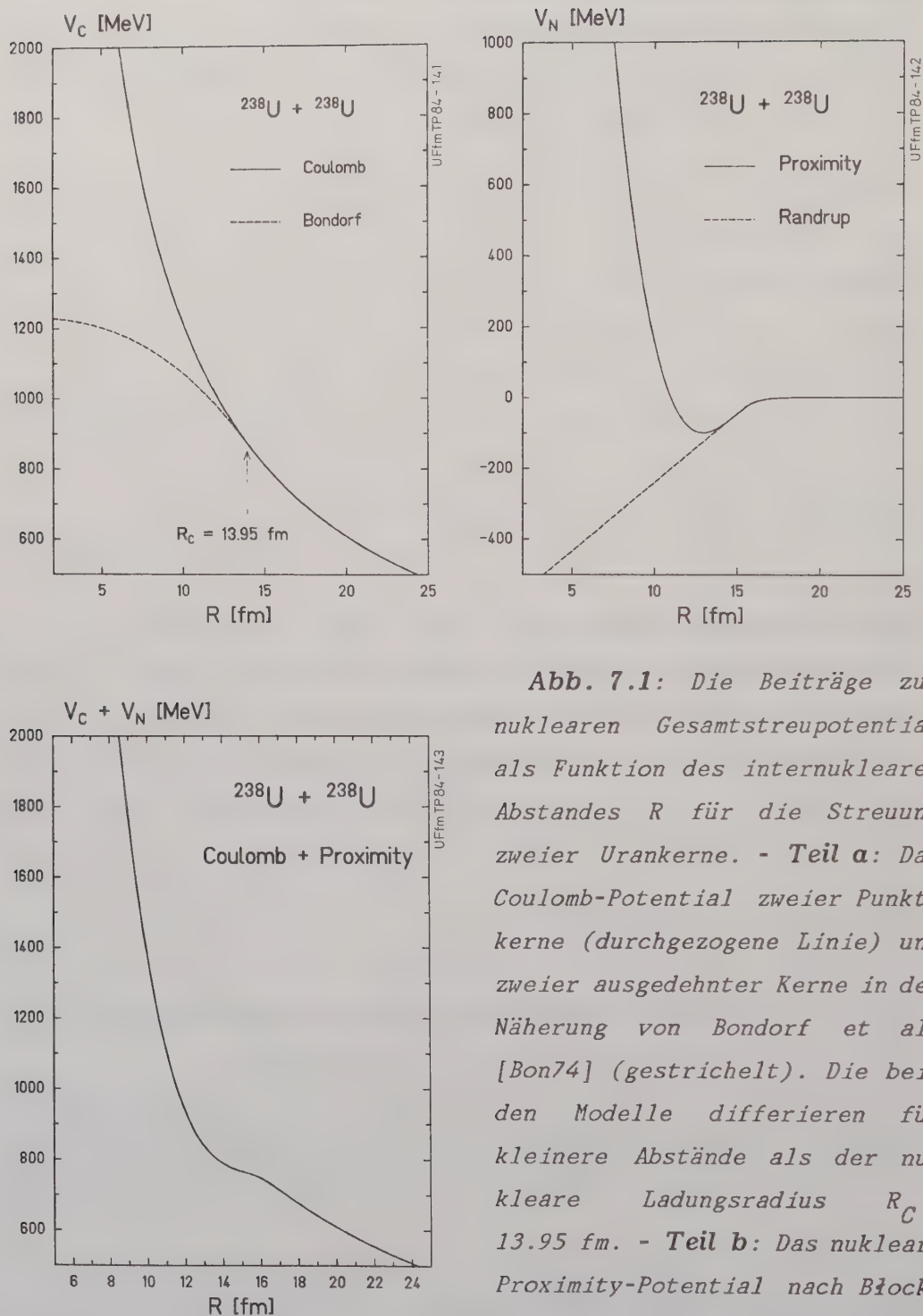


Abb. 7.1: Die Beiträge zum nuklearen Gesamtstreupotential als Funktion des internuklearen Abstandes R für die Streuung zweier Urankerne. - **Teil a:** Das Coulomb-Potential zweier Punktkerne (durchgezogene Linie) und zweier ausgedehnter Kerne in der Näherung von Bondorf et al. [Bon74] (gestrichelt). Die beiden Modelle differieren für kleinere Abstände als der nukleare Ladungsradius $R_C \approx 13.95$ fm. - **Teil b:** Das nukleare Proximity-Potential nach Błocki et al. [Bło77] (durchgezogen) und in der Modifikation von J. Randrup [Ran78b] (gestrichelte Kurve).

- Die Summe des Coulomb-Potentials zweier Punktteilchen und des nuklearen Proximity-Potentials nach [Bło77], $V_C + V_N$ (Teil c), wird für die folgenden Rechnungen zu Modell I [Bir78,79,83] verwendet.

$$(7.4) \quad R_C = R_{CP} + R_{CT}$$

bestimmt sich nach W.D. Myers [My69] für das Stoßsystem $U + U$ zu $R_C = 13.95 \text{ fm}$ (Abb. 7.1a). Abweichungen vom Coulomb-Potential zweier Punktkerne, Gl. (7.3a), sind für dieses Stoßsystem dementsprechend erst ab Einschußenergien von $E_{\text{Lab}} = 7.35 \text{ MeV/u}$ zu erwarten. Birkelund et al. [Bir79] zeigen, daß das Coulomb-Potential zweier Fermi-Verteilungen erst für kleinere internukleare Abstände $R < R_C$ vom Potential zweier Punktkerne merklich abweicht. Allerdings wurde hierbei die Volumenerhaltung außer acht gelassen. Deshalb liefert weder dieses Potential noch das zweier Punktladungen den richtigen Grenzwert für $R \rightarrow 0$. In den nachfolgenden Modellrechnungen verwenden wir die Punktkern-Näherung für V_C , da die nuklearen Trajektorien bei den gewählten Einschußenergien nicht zu sehr kleinen internuklearen Abständen führen.

Für das nukleare Potential V_N in Gl. (7.1a) wählten Birkelund et al. [Bir79] das nukleare Proximity-Potential nach J. Błocki et al. [Bł77]. Diese Autoren zeigten für eine nukleare Materieverteilung mit dünnem Randbereich, daß der reelle Anteil des nuklearen Potentials sich in der folgenden Form parametrisieren läßt:

$$(7.5) \quad V_N(\xi) = 4\pi\chi b\bar{R} \phi(\xi) .$$

ξ bezeichnet hierbei die Separation der beiden Oberflächen der Kernladungen

$$(7.6) \quad \xi = (R - C_T - C_P)/b ,$$

mit der Oberflächendicke $b \sim 1 \text{ fm}$ und den beiden nuklearen Ladungsradien C_i

$$(7.7) \quad C_i = R_i (1 - (b/R_i)^2 \dots) ,$$

wobei R_i die 'exakten' Kugelradien von Target- und Projektilkern sind

$$(7.8) \quad R_i = 1.28 A_i^{1/3} - .76 + .8 A_i^{-1/3} .$$

Der Koeffizient der Oberflächenenergie χ bestimmt sich zu $\chi = .9517 (1 - 1.7826 I^2)$, mit dem Asymmetriekoeffizienten $I = (N-Z)/A$ für das vereinigte System beider Kerne. $\bar{R}$ in Gl. (7.5) berechnet sich mit Hilfe der Ladungsradien aus Gl. (7.7) zu $\bar{R} = C_T C_P / (C_T + C_P)$.

Das nukleare Potential V_N in Gl. (7.5) ist ein Produkt eines geometrischen Faktors $4\pi\chi b\bar{R}$ und einer universellen Funktion $\phi(\xi)$. Błocki et al. [Bło77] haben diese Funktion unter Verwendung einer nuklearen Thomas-Fermi Approximation berechnet und tabelliert; näherungsweise läßt sich $\phi(\xi)$ wie folgt analytisch angeben:

$$(7.9) \quad \phi(\xi) = \begin{cases} -\sqrt{2}(\xi - \xi_0)^2 - k(\xi - \xi_0)^3, & \xi \leq \xi_1, \\ -3.437 \exp(-3/4 \xi), & \xi \geq \xi_1, \end{cases}$$

mit $\xi_1 = 1.2511$, $\xi_0 = 2.54$, $k = .0852$.

Für negative Separationen $\xi < 0$ führt der Kerndichteüberschuß zu einem stark abstoßenden Potential V_N . J. Randrup [Ran78b] und H.J. Krappe [Kra79] schlugen Modifikationen zum Proximity-Potential vor, welche die Übereinstimmung zwischen experimentellen Fusionsdaten und theoretischen Ergebnissen für einige Reaktionen verbesserten. In den nachfolgenden Berechnungen wird jedoch das Standard-Proximity-Potential verwendet, vgl. Abb. 7.1b.

Abb. 7.1c zeigt das Gesamtstreupotential im $U + U$ - Stoß als Funktion des internuklearen Abstands R , wie es für die Lösung der Bewegungsgleichungen (7.1) benutzt wird. Dieses Potential besitzt zwar eine Abflachung im Bereich $R \sim 14$ fm, eine Potentialtasche, wie von [Rho83, Sei83] vorgeschlagen, kann sich jedoch aufgrund des stark repulsiven Coulomb-Potentials (7.3) nicht ausbilden. Dazu bedürfte es entweder einer Abänderung des Proximity-Potentials V_N , Gl. (7.5), oder einer Berücksichtigung weiterer Effekte. So führt beispielsweise die Berechnung des nuklearen Streupotentials im Rahmen eines renormalisierten Doppelfaltungsmodells [Rho83] zur Ausbildung sogenannter Potentialtaschen. Deren Tiefe wächst, wenn im Überlappbereich statt in Sudden-Näherung [Rho83] mit konstanter Kerndichte [Sei83] gerechnet wird (vgl. auch Abschnitt 5.3).

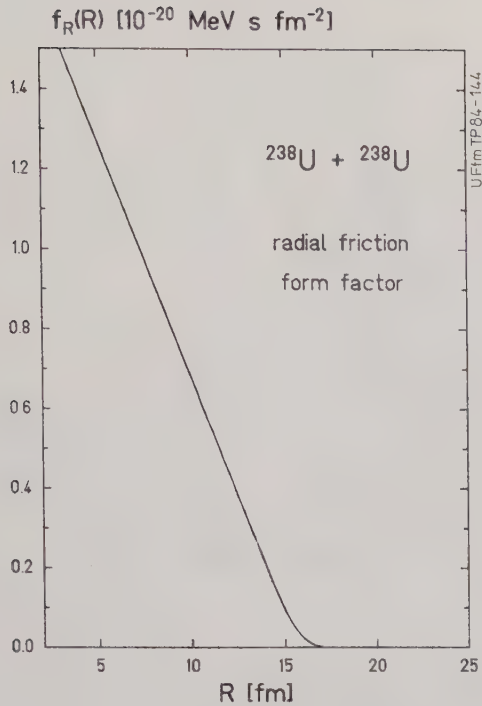


Abb. 7.2: Der Formfaktor der radialen Reibung $f_R(R)$ im $U + U$ - Stoß als Funktion des internuklearen Abstandes in der Näherung von J. Randrup [Ran78a].

Um die in nuklearen Schwerionenreaktionen üblichen hohen Energieverluste in der kinetischen Energie der Relativbewegung beschreiben zu können, ist es wichtig, dissipative oder Reibungskräfte einzuführen. Die von Randrup [Ran78a] eingeführte nukleare Einteilchen-Proximity-Reibung basiert auf der Idee, daß für mittlere Stoßenergien die mittlere freie Weglänge eines Nukleons groß ist gegen die Kernaushdehnung. Deshalb soll Reibung bevorzugt durch das inelastische Anlaufen individueller Nukleonen gegen ein zeitabhängiges mittleres Einteilchen-Potential erzeugt werden. In der Proximity-Näherung gilt [Ran78a] für die Formfaktoren der radialen und tangentialen Reibung

$$(7.10) \quad f_R(R) = 4\pi n_0 \bar{R} b \psi(\xi) , \quad f_\theta(R) = 2\pi n_0 \bar{R} b \psi(\xi) ,$$

mit $n_0 = .264 \cdot 10^{-22} \text{ MeVs/fm}^4$. Die universelle Proximity-Flußfunktion $\psi(\xi)$, tabelliert in [Ran78a], wird näherungsweise beschrieben durch

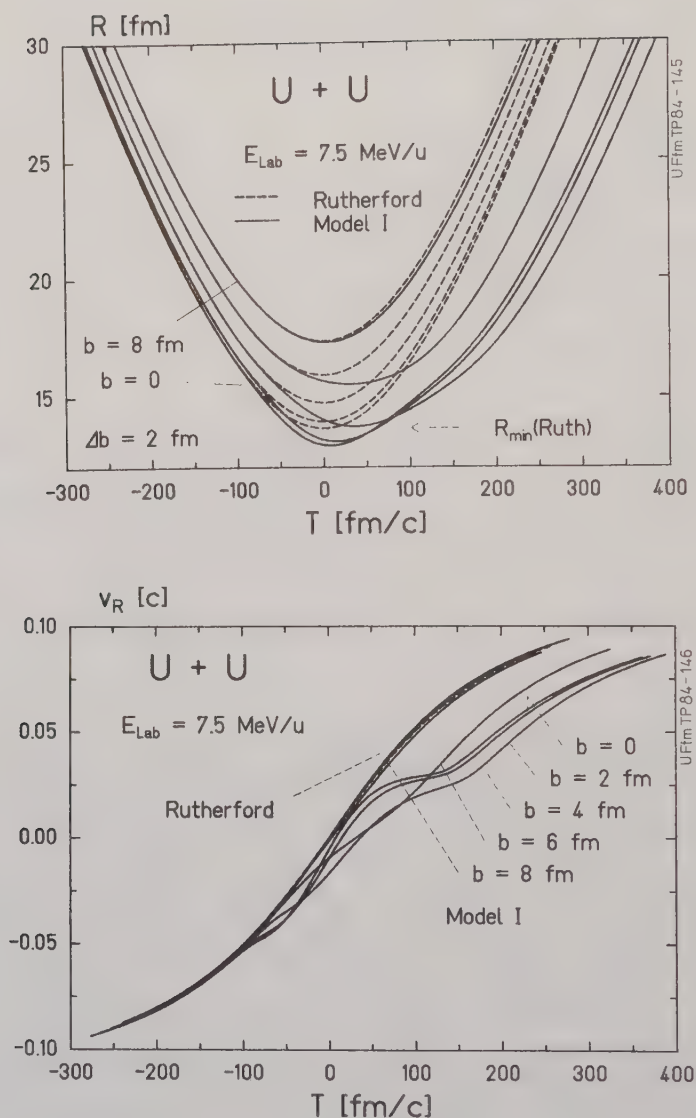


Abb. 7.3: Internuklearer Abstand R (Teil a) und Relativgeschwindigkeit v_R (Teil b) im 7.5 MeV/u - U + U - Stoß als Funktion der Stoßzeit t . Die gestrichelten Kurven zeigen für fünf Stoßparameter ($b = 0 \dots (\Delta b = 2 \text{ fm}) \dots 8 \text{ fm}$) die Rutherford-Trajektorien, wobei in Teil b die einzelnen Kurven für die Geschwindigkeit v_R nicht aufzulösen sind. Die Bewegung entsprechend Modell I ist durch die durchgezogenen Linien charakterisiert. Die zentralen Stöße erfahren hierbei die meiste Turbulenz und führen zu internuklearen Abständen $R < R_{\text{min}}$. Periphere Stöße führen dagegen zu längeren Zeitverzögerungen.

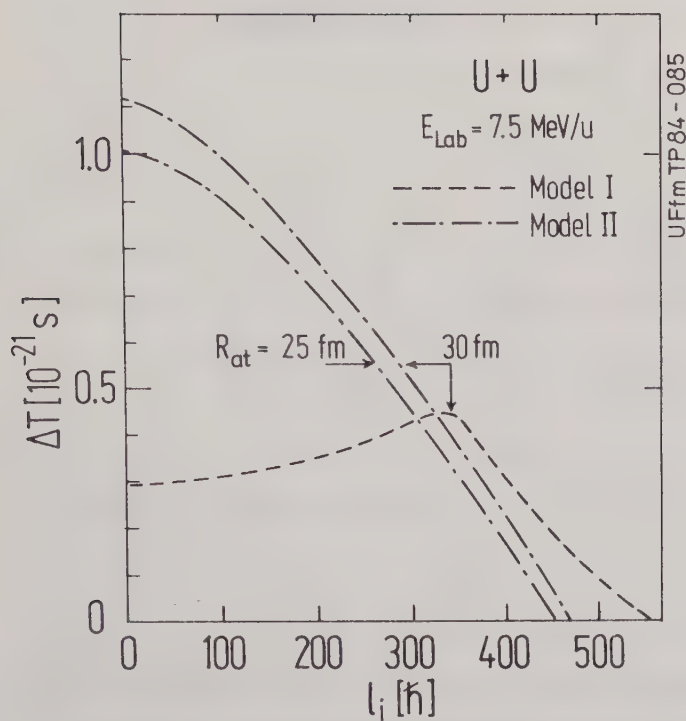


Abb. 7.4: Die Zeitverzögerung ΔT (später auch T) für die makroskopischen nuklearen Reibungsmodelle I [Bir78,79,83] und II [Sch78] als Funktion des Drehimpulses im einlaufenden Ast der Trajektorie, dargestellt für die 7.5 MeV/u - U + U - Kollision. Anhand von Modell II (strichpunktierte Linien)

wird der Einfluß des Referenzabstandes R_{at} (vgl. Text) auf die Definition der nuklearen Verzögerungszeit verdeutlicht. Während die zentralen Stöße im Rahmen von Modell II mit $\Delta T \sim 1.1 \cdot 10^{-21} s$ (für $R_{at} \sim 30$ fm) maximal zeitverzögert sind, beträgt die maximale Verzögerungszeit für Modell I $\Delta T \sim .45 \cdot 10^{-21} s$ in einem peripheren Stoßparameterbereich.

$$(7.11) \quad \psi(\xi) = \begin{cases} 1.4 - \xi & \xi \leq -.4, \\ 1.6 - \frac{1}{2}\xi - 1.8/\pi \sin((\xi+.4)\pi/3.6) & -.4 \leq \xi \leq 3.2, \\ 0 & 3.2 \leq \xi. \end{cases}$$

Abb. 7.2 zeigt den Verlauf des Formfaktors der radialen Reibung als Funktion des internuklearen Abstands für das Stoßsystem U + U.

Bei einer Einschußenergie von 7.5 MeV/u wurden für U + U die Bewegungsgleichungen für verschiedene Stoßparameter $b \leq 10$ fm

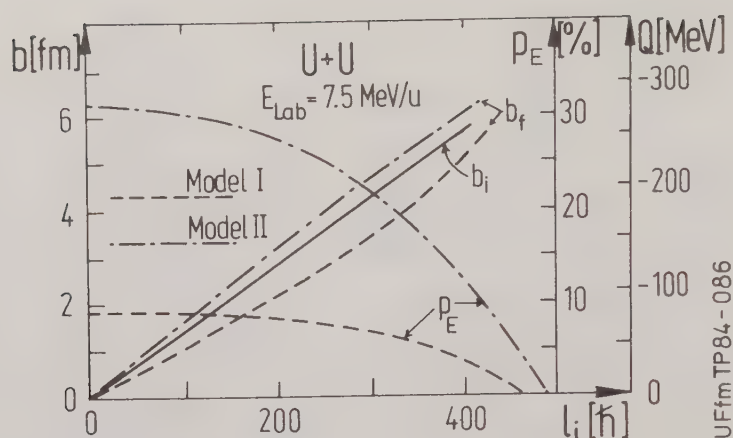


Abb. 7.5: Der Stoßparameter für den auslaufenden Ast der Trajektorie sowie der Energieverlust im 7.5 MeV/u - U + U - Stoß unter der Annahme von Modell I (gestrichelte Kurven) und Modell II (strichpunktiiert). Aufgrund des hohen Energieverlustes $p_E = (E_i - E_f)/E_i$ bzw. des hohen (negativen) Q-Wertes der Reaktion vergrößert sich im Rahmen von Modell II trotz Drehimpulsdissipation der auslaufende Stoßparameter b_f gegenüber dem ursprünglichen (einfallenden) Stoßparameter b_i . Die Energiedissipation ist für beide Modelle für zentrale Stoßparameter am größten.

gelöst. In Abb. 7.3 ist die Abhängigkeit des internuklearen Abstands R (Teil a) und der Relativgeschwindigkeit v_R (Teil b) von der Stoßzeit t dargestellt (durchgezogene Linien); zum Vergleich sind die Rutherford-Hyperbeln (gestrichelt) miteingezeichnet.

Für sehr kleine Stoßparameter $b \lesssim 4$ fm führt das von Birkelund et al. [Bir79] vorgeschlagene makroskopische Reibungsmodell (im folgenden als Modell I bezeichnet) zu internuklearen Abständen $R < 13.65$ fm = $R_{\min} = 2a(7.5 \text{ MeV/u})$. Die nukleare Reaktions- oder Verzögerungszeit beträgt z.B. bei zentralen Stößen $\Delta T \sim 3 \cdot 10^{-22}$ s, sämtliche Trajektorien bis $b \sim 7$ fm sind darüber hinaus stoßverzögert. Interessant sind in diesem Zusammenhang die starken Abweichungen in der Radialgeschwindigkeit v_R von den Rutherford'schen Werten bis hin zu peripheren Stößen mit $b \sim 7$ fm.

Die Verzögerungszeit ΔT ist in Abb. 7.4 als Funktion des Stoßparameters b aufgetragen. Hierzu noch eine kurze Bemerkung: In

energiedissipierenden Schwerionenstößen ist vom atomphysikalischen Standpunkt aus die Definition der Verzögerungszeit nicht ohne Willkür, da die Kollisionszeit der beiden Kerne durch die verlangsamte radiale Geschwindigkeit im Ausgangskanal verlängert erscheint. Die nukleare Reaktionsdauer (deren Wert im übrigen auch von der Definition des 'Abrißpunktes' R_{sc} abhängt) gibt insofern für inelastische Reaktionstypen nur eine erste Abschätzung der atomar relevanten Zeitspanne. Man kann deshalb einen im Prinzip vom betrachteten atomaren Anregungsprozeß abhängigen Referenzabstand R_{at} einführen und die Verzögerungszeit ΔT in Bezug auf R_{at} definieren. Für Abb. 7.4 wurde für Modell I $R_{at} = 30$ fm gewählt. Zum Vergleich: der kritische internukleare Abstand R_{kr} beträgt für dieses Stoßsystem $R_{kr} \sim 27.5$ fm, δ -Elektronen und K-Löcher werden hauptsächlich im Bereich $R \lesssim 100$ fm erzeugt.

Abb. 7.5 zeigt abschließend die kinematischen Größen des Ausgangskanals. Der Energieverlust $p_E = (E_i - E_f)/E_i$ reicht bei zentralen Stößen bis zu $\sim 9.5\%$, entsprechend einem Q-Wert der Reaktion von ~ -85 MeV (gestrichelte Kurve). Weiterhin ist der Stoßparameter b_f für den auslaufenden Teil der Trajektorie dargestellt, der aufgrund der Drehimpulsdissipation durchweg kleiner als der entsprechende Eingangsstoßparameter b_i ist.

Ein kurze Bewertung der in Abb. 7.4 und 7.5 gezeigten Eigenschaften der Zeitverzögerung ΔT sowie des Energie- und Drehimpulsverlustes erfolgt in Zusammenhang mit Modell II (Abschnitt 7.1b).

7.1b Die Modifikationen des makroskopischen Reibungsmodells durch R. Schmidt et al. (Modell II)

Schmidt et al. [Sch78] behandelten 1978 den Massentransport in tiefinelastischen Schwerionenstößen, so z.B. für $U + U$ bei $E_{Lab} = 7.42$ MeV/u, auf der Basis einer Fokker-Planck-Gleichung. Die dazu benötigte mittlere Wechselwirkungszeit wird durch Lösen klassischer Bewegungsgleichungen bestimmt. Diese sind in der Struktur mit Gl. (7.1) identisch, allerdings werden die intrinsischen Drehimpulse

des Target- und des Projektilkerns, L_T und L_P , nicht separat behandelt.

Mit V_C wird im Rahmen dieses Modells das Coulomb-Potential zweier Punktkerne bezeichnet, das nukleare Potential V_N steht im Eingangskanal erneut für das Proximity-Potential nach Błocki et al. [Bł77]. Die für den Ausgangskanal erfolgte Modifikation des nuklearen Potentials, $\tilde{V}_N$, wird anschließend beschrieben.

Der Formfaktor des diagonalisierten Reibungstensors,

$$(7.12) \quad \gamma_{RR}(R) = a_R f(R) , \quad \gamma_{\theta\theta}(R) = a_\theta f(R) R^2 ,$$

wird von Schmidt et al. [Sch78] angegeben mit

$$(7.13) \quad f(R) = (\partial V_N / \partial R)^2$$

mit den Konstanten $a_R = 6 \text{ fm/MeV}$ und $a_\theta = .025 \text{ fm/MeV}$, deren Werte aus Fits mit experimentell bestimmten Fusionsquerschnitten aus einem breiten Masse- und Energiebereich stammen. Während der Formfaktor der Radialreibung bei Modell I [Bir79] also nur das Doppelte der Tangentialreibung beträgt, vgl. Gl. (7.10), ist er bei Modell II aufgrund der Wahl der Konstanten a_R , a_θ um einen Faktor 240 größer! Die Autoren [Sch78] bemerken deshalb auch, daß diese Wahl den Drehimpulsverlust für sehr schwere Stoßsysteme zu unterschätzen scheint. Trotzdem erwarten sie vernünftige Werte für die mittlere Reaktionszeit ΔT .

Um die beobachteten hohen Energieverluste in Schwerionenreaktionen weit oberhalb der Coulomb-Barriere besser zu reproduzieren und um den Effekt der dynamischen Deformation beider Kerne während der Separationsphase (die statische Deformation z.B. des Urankerns bleibt weiterhin unberücksichtigt) besser beschreiben zu können, wird das nukleare Potential V_N im Ausgangskanal modifiziert (vgl. jedoch auch [Wol77]):

$$(7.14) \quad \tilde{V}_N(R) = V_N(R) + E_d^{(\ell)} (1-g(R)) .$$

Die drehimpulsabhängige Deformationsenergie

$$(7.15) \quad E_d^{(\ell)} = \alpha (A_T^{2/3} + A_P^{2/3}) b_s \cdot$$

$$\{|V_N(\tilde{R}_{\min}(\ell))/V_{N,\min}| - |V_N(\tilde{R}_{\min}(\ell_{gr}))/V_{N,\min}|\}$$

ist hierbei proportional der Oberflächenenergie des ungestörten Systems mit dem Oberflächenenergie-Parameter $b_s = 17 \text{ MeV}$. α ist eine Fitkonstante und soll die Stärke der Deformationskorrektur beschreiben. $V_{N,\min}$ ist der Minimalwert des Nuklearpotentials bei gegebener Stoßkonfiguration, $\tilde{R}_{\min}$ beschreibt den erzielten minimalen Abstand im Rahmen dieses Modells für die Drehimpulse ℓ bzw. ℓ_{gr} . Um am Punkte $\tilde{R}_{\min}$ sowohl das Potential V_N als auch seine Ableitung stetig zu halten, wählt man den Formfaktor $g(R)$ aus Gl. (7.14) zu

$$(7.16) \quad g(R) = \exp [-\{(R - \tilde{R}_{\min}(\ell))/b\}^2] ,$$

wobei

$$(7.17) \quad b = R_T + R_P - \tilde{R}_{\min}(\ell) + \Delta ,$$

mit R_T und R_P aus Gl. (7.8) und $\Delta = 8 \text{ fm}$, einer weiteren Fitkonstanten.

Damit sind die für die atomphysikalische Anwendung wichtigen Grundgleichungen dieses Modells und seine Fitparameter hinreichend beschrieben. Für die Kernphysik sind natürlich besonders der Wechselwirkungsabstand R_{int} und der Abstand während des Abrisses ('scission'-Abstand) $R_{\text{sc}}(\ell)$ von Bedeutung. Für den 7.42 MeV/u $U + U$ - Stoß geben Schmidt et al. [Sch78] folgende Werte an: $R_{\text{int}} \sim 16.88 \text{ fm}$, $\ell_{gr}(\text{exp}) = 512 \hbar$, sowie $20.2 \text{ fm} = R_{\text{sc}}(\ell=0) \geq R_{\text{sc}}(\ell) \geq R_{\text{sc}}(\ell_{gr}) = R_{\text{int}}$.

Abb. 7.6 zeigt die mit Hilfe von Modell II berechneten nuklearen Trajektorien, wiederum für $U + U$ bei 7.5 MeV/u, für verschiedene Drehimpulse ℓ des einlaufenden Streuastes. Signifikant ist das starke Abbremsen der Kerne bei $R \sim 15 \text{ fm}$, was nicht durch eine repulsive Potentialbarriere, sondern durch die gegenüber Modell I sehr stark erhöhte Radialreibung hervorgerufen wird. (Dies läßt sich zeigen, indem man die Formfaktoren aus Modell I, Gl. (7.10),

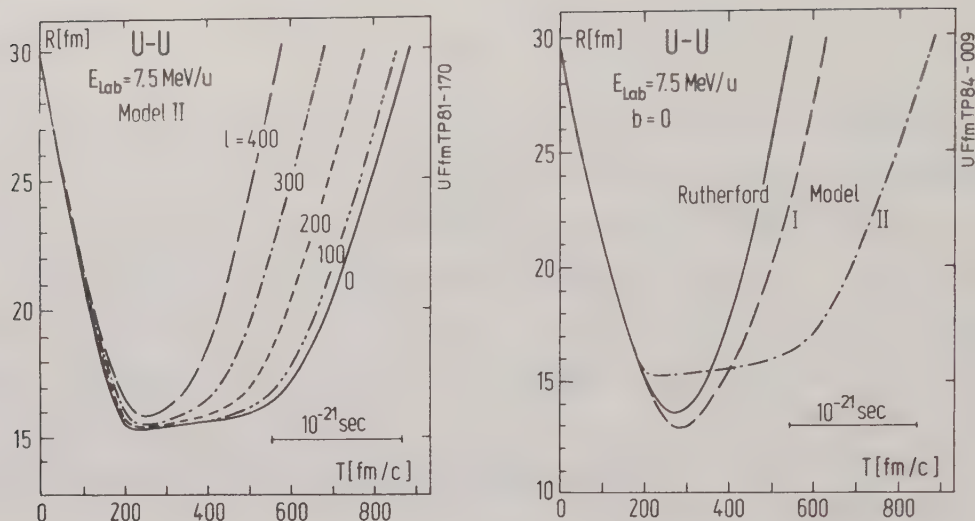


Abb. 7.6: Trajektorien des $U + U$ - Stoßes, $E_{Lab} = 7.5 \text{ MeV/u}$, für verschiedene Eingangsdrehimpulse $l = 0, \dots, 400 \hbar$ im Rahmen von Modell II. Das signifikante Abbremsen der Kerne bei $R \sim 15 \text{ fm}$ wird durch die gegenüber Modell I sehr stark erhöhte Radialreibung bewirkt. Aus [Rei81b].

Abb. 7.7: Vergleich der gewöhnlichen Rutherford-Trajektorie (durchgezogene Linie) mit nuklearen Trajektorien nach Modell I (gestrichelte Kurve) und Modell II (strichpunktiert) für den zentralen ($b = 0$) 7.5 MeV/u - $U + U$ - Stoß. Während Modell I zu kleineren internuklearen Abständen $R < R_{min}$ (vgl. Abb. 7.3a) und einer nur kurzen Verzögerungszeit T (vgl. Abb. 7.4) führt, werden die Kerne im Rahmen von Modell II bereits frühzeitig abrupt abgebremst (Abb. 7.6) und erfahren eine relativ lange Zeitverzögerung $\Delta T \sim 1.1 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ (Abb. 7.4). Nach [Rei81b], in [Mü84].

willkürlich vergrößert und damit ebenfalls ein starkes Abbremsen der beiden Kerne erzielt.) Selbst mit einem Stoßparameter $b \approx 0$ läßt sich diese Schranke von $R \sim 15 \text{ fm}$ nicht überwinden.

Eine radiale Bewegung dieser Art steht im Gegensatz zu den Aussagen von Modell I, welches aufgrund des attraktiven Proximity-Potentials sogar zu einer Verminderung des minimalen Abstands führte. Dies wird in Abb. 7.7 nochmals verdeutlicht: Für den $U + U$ - Stoß bei 7.5 MeV/u Einschußenergie und verschwindendem

Stoßparameter ($b \approx 0$) sind Rutherford-Hyperbeln und Trajektorien nach Modell I und II in Abhängigkeit von der Stoßzeit t dargestellt. Interessant erscheint in diesem Zusammenhang die wesentlich längere Verzögerungszeit ΔT für die Trajektorie nach Modell II bei kleinen Stoßparametern (Abb. 7.7). Bei weniger zentralen Stößen ($b \sim 5$ fm) führen die nuklearen und dissipativen Kräfte in Modell I (vgl. auch den Verlauf der Radialgeschwindigkeiten in Abb. 7.3b) jedoch zu längeren Verzögerungszeiten ΔT , Abb. 7.4 (strichpunktierte Kurven). Dies ist, wie wir in Abschnitt 7.2 sehen werden, von großer Wichtigkeit für die atomaren Spektren.

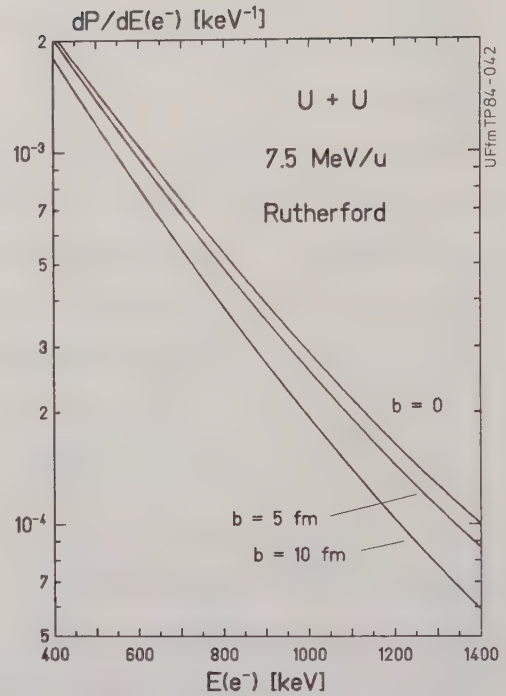
Signifikant ist weiterhin die extrem hohe Energiedissipation bei tiefinelastischen Schwerionenstößen im Rahmen des Modells II. So gehen bei kleinen Stoßparametern ($b \lesssim 1.5$ fm) bis zu 30% und mehr der ursprünglichen kinetischen Energie verloren, selbst bei $b \sim 5$ fm werden noch $\sim 10\%$ bis 20% der Energie in intrinsische Anregung beider Kerne verwandelt (Abb. 7.5; strichpunktierte Kurven). Aufgrund des hohen Energieverlustes und wegen des gemäß Gl. (7.12) großen Verhältnisses zwischen Energie- und Drehimpulsdissipation übersteigt der Stoßparameter im auslaufenden Streuast, b_f , sogar den ursprünglichen Stoßparameter $b_{(i)}$, ebenfalls im Gegensatz zu Modell I.

Die aufgezeigten Modifikationen der Kernbewegung im Vergleich zur Rutherford-Kinematik bei den hier verwendeten makroskopischen Reibungsmodelle haben, trotz der kleinen auftretenden Verzögerungszeiten ΔT , durchaus ihren Einfluß auf die beobachtbaren atomaren Anregungsprozesse. Dies soll in den nachfolgenden Abschnitten diskutiert werden.

7.2 Elektronen- und Positronenspektren in tiefinelastischen Kollisionen

Die in Abschnitt 7.1 diskutierten klassischen Trajektorien $R(t)$ für die Bewegung zweier Kerne in tiefinelastischen Stößen sollen nun im Rahmen der semiklassischen Beschreibung zur Berechnung atomarer Anregungswahrscheinlichkeiten verwendet werden. Technisch

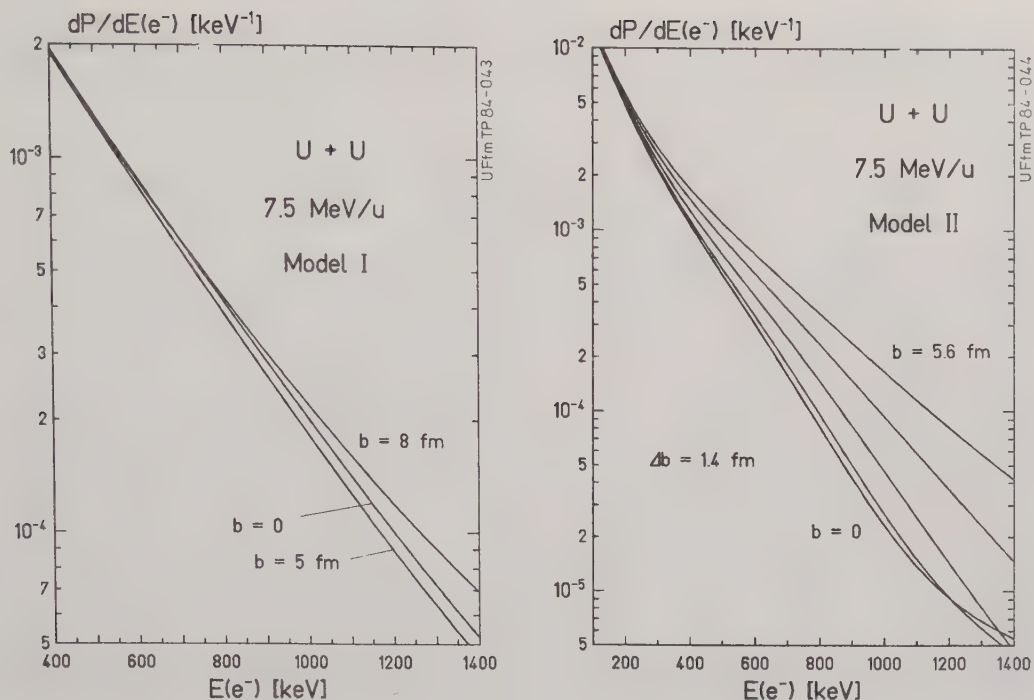
Abb. 7.8: δ -Elektronen-Spektren des 7.5 MeV/u - U + U - Stoßes für diverse Stoßparameter und Modelle: In **Teil a** sind die Spektren der Rutherford-Streuung für die Stoßparameter $b = 0, 5$ fm und 10 fm aufgetragen, **Teil b** stellt dasselbe für Modell I dar. Von Belang ist hierbei vor allem die Vertauschung der Reihenfolge in den Spektren zu $b = 0$ und $b = 5$ fm. Modell II (**Teil c**) invertiert ebenfalls bis zu einem Stoßparameter $b \gtrsim 5.6$ fm ($\ell = 400 \hbar$) die von der gewöhnlichen Rutherford-Streuung her bekannte Abfolge der Spektren und führt bei zentralen Stößen zu einer ~ 20 -fachen Reduzierung der Raten (für $E \sim 1400$ keV). (Man beachte die verlängerten Skalen in **Teil c**). Sichtbar auch der Beginn der ersten Oszillationsstruktur für den zentralen Stoß ($b \sim 0$) im Rahmen



kann man dabei so vorgehen: Für den einlaufenden Streuast berechnet man die gekoppelten Differentialgleichungen lediglich ein einziges Mal, die Amplituden und Phasen werden zum Zeitpunkt $t = t^-(R=30\text{fm})$ abgespeichert. Anschließend löst man jeweils für die Rutherford-Streuung und die verwendeten Modelltrajektorien das Differentialgleichungssystem für den Innenbereich und den auslaufenden Teil der Trajektorie.

7.2a Emission von Elektronen

Die für die drei verschiedenen Sätze von Trajektorien (Modelle I und II, sowie Rutherford-Hyperbeln) berechneten δ -Elektronen-



von Modell II. Z.Zt. existieren noch keine experimentellen Messungen jenseits der aufgetragenen δ -Elektronen-Energien, obgleich gerade das Ausbilden einer Oszillationsstruktur ein deutlicher Hinweis für eine nukleare Zeitverzögerung wäre. In [MüU84].

Spektren zeigen für $\kappa = -1$ ($s_{\frac{1}{2}}$ -Zustände) und $\kappa = +1$ ($p_{\frac{1}{2}}$ -Zustände) eine ähnliche Abhängigkeit vom ursprünglichen Stoßparameter b . Deshalb ist in Abb. 7.8 bereits die inkohärente Addition beider Terme für den U + U - Stoß bei einer Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 7.5 \text{ MeV/u}$ dargestellt. Die Fermikante liegt bei $F = 3$.

Im niederenergetischen Bereich $E_e \lesssim 300 \text{ keV}$ stimmen die Emissionswahrscheinlichkeiten für alle Stoßparameter b und für alle drei Modelle nahezu überein. Die exponentielle Abfallkonstante ändert sich im hochenergetischen δ -Elektronen-Bereich jedoch teilweise erheblich!

Das Abflachen der Spektren bei verschwindendem Stoßparameter ist bei Verwendung der Rutherford-Kinematik (Teil a) wohl bekannt, denn: hochenergetische δ -Elektronen werden nur in Stößen mit kleinen internuklearen Abständen (d.h. kleinen Stoßparametern) mit

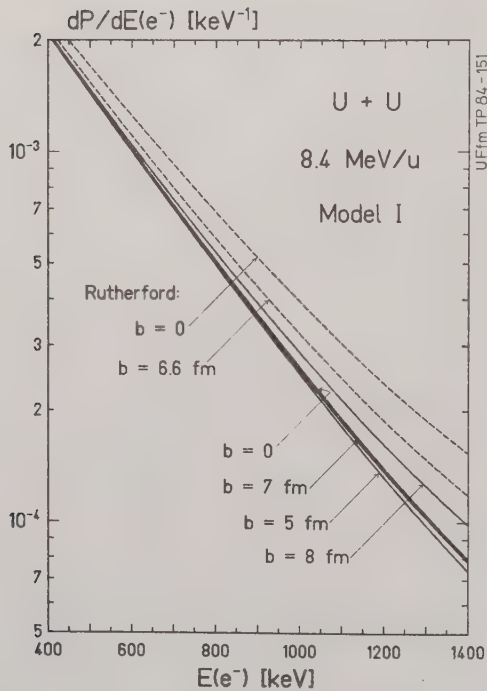


Abb. 7.9: δ -Elektronen-Raten im $U + U$ - Stoß bei der etwas höheren Einschußenergie von $E_{Lab} = 8.4 \text{ MeV/u}$ unter der Annahme elastischer Rutherford-Kinematik (gestrichelt) und von Trajektorien zu Modell I. Für einen Stoßparameterbereich von $b \sim 0$ bis $b \sim 7 \text{ fm}$ zeigen die gemäß Modell I berechneten Elektronenspektren eine nur sehr geringe Schwankung (vgl. Abb. 7.8b), um bei $b \sim 8 \text{ fm}$ anzusteigen und anschließend der gewöhnlichen Rutherford-Charakteristik zu gehorchen.

hinreichender Wahrscheinlichkeit erzeugt. Für Trajektorien nach Modell I (Teil b) trifft diese Korrelation nicht mehr zu: Spektren aus Stößen mit $b \lesssim 7 \text{ fm}$ liegen sämtlich unterhalb derer aus Stößen mit $b = 7 \text{ fm}$. Gegenüber Rutherford-Streuung ist für $b \sim 0$ ein Abfall der δ -Elektronen-Emission festzustellen, z.B. um $\sim 50\%$ bei $E_e \sim 1500 \text{ keV}$. Innerhalb eines Stoßparameterbereiches von $b = 0$ bis $b \sim 5 \text{ fm}$ variieren die Emissionswahrscheinlichkeiten im genannten Energiebereich um lediglich $\sim 12\%$, um dann innerhalb von 2 fm (in b) um über 40% anzuwachsen. Für $b \sim 8 \text{ fm}$ stimmen Spektren aus Rutherford-Streuung und Modell I wieder überein.

Zu noch drastischeren Auswirkungen in atomaren Anregungsprozessen führen Trajektorien nach Modell II (Teil c). Für kleine Stoßparameter $b \lesssim 2 \text{ fm}$ deutet sich im δ -Elektronen-Spektrum bei $E_e \sim 1500 \text{ keV}$ eines der aus dem Schematischen Modell bekannten Oszillationsminima an. Die Verzögerungszeiten ΔT , vgl. Abb. 7.4, sind allerdings zu kurz, um im hier dargestellten Energiebereich eine vollständige Oszillationsstruktur zu erzeugen. Gegenüber Spektren aus Rutherford-Streuung für $b \sim 0$ sind diese δ -Elektronen um einen Faktor ~ 20 (!) reduziert. (Man beachte die unterschiedlichen

Skalen.) Dieser Unterdrückungsfaktor gleicht sich erst für $b \sim 5$ fm der Reduktion nach Modell I an (~ 2). Somit variieren die hier gezeigten Spektren für $E_e \sim 1500$ keV um einen Faktor ~ 10 im Stoßparameterbereich $b \sim 0 \dots 5$ fm, im Gegensatz zu den oben diskutierten $\sim 12\%$ für Modell I.

Entsprechende Rechnungen wurden für das $U + U$ - System auch bei der etwas höheren Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 8.4$ MeV/u durchgeführt. Die Modell I zugehörigen δ -Elektronen-Spektren (Abb. 7.9) weisen für einen ungefähr gleich großen Stoßparameterbereich ($b \leq 7$ fm) ebenfalls nur eine kleine Varianz auf. Zum Vergleich sind zwei δ -Elektronen-Spektren der Rutherford-Streuung für $b = 0$ und $b \sim 6.6$ fm ($\ell = 500 \hbar$) miteingetragen (gestrichelte Kurven).

Entsprechend wurde auch für Modell II das Stoßsystem $U + U$ bei $E_{\text{Lab}} = 8.4$ MeV/u sowie $U + \text{Cm}$, $E_{\text{Lab}} = 7.5$ MeV/u, untersucht. Die oben für die Einschußenergie von 7.5 MeV/u gezogenen Schlußfolgerungen lassen sich hinsichtlich der Emission von δ -Elektronen qualitativ auch auf diese Fälle übertragen.

7.2b Erzeugung von Positronen

Die in tiefinelastischen Schwerionenstößen à la Modell I erzeugten atomaren Positronenspektren sind in Abb. 7.10 stoßparameterabhängig aufgetragen. Für den Bereich $b = 0$ bis $b \sim 5$ fm steigen die Emissionswahrscheinlichkeiten im Maximum der Verteilung ($E_e^+ \sim 450$ keV) im Vergleich zu Spektren aus Rutherford-Streuung um $\sim 7\%$, das Maximum selbst verschiebt sich hin zu kleineren kinetischen Energien ($\Delta E \lesssim 50$ keV). Dieser Wert läßt sich aufgrund der gewählten Stützpunktverteilung nur schätzen, außerdem scheint er vom Eingangsstoßparameter b_i abzuhängen. Der exponentielle Abfall für $E_e^+ \gtrsim 600$ keV ist für Spektren nach Modell I größer als für die 'Rutherford-artigen' (vgl. das Rutherford'sche Referenz-Spektrum für $b = 0$). Für $b \sim 5 \dots 6$ fm besitzt die Abfallkonstante sogar ein Maximum (Abb. 7.10a), um für $b \sim 8$ fm wieder den entsprechenden

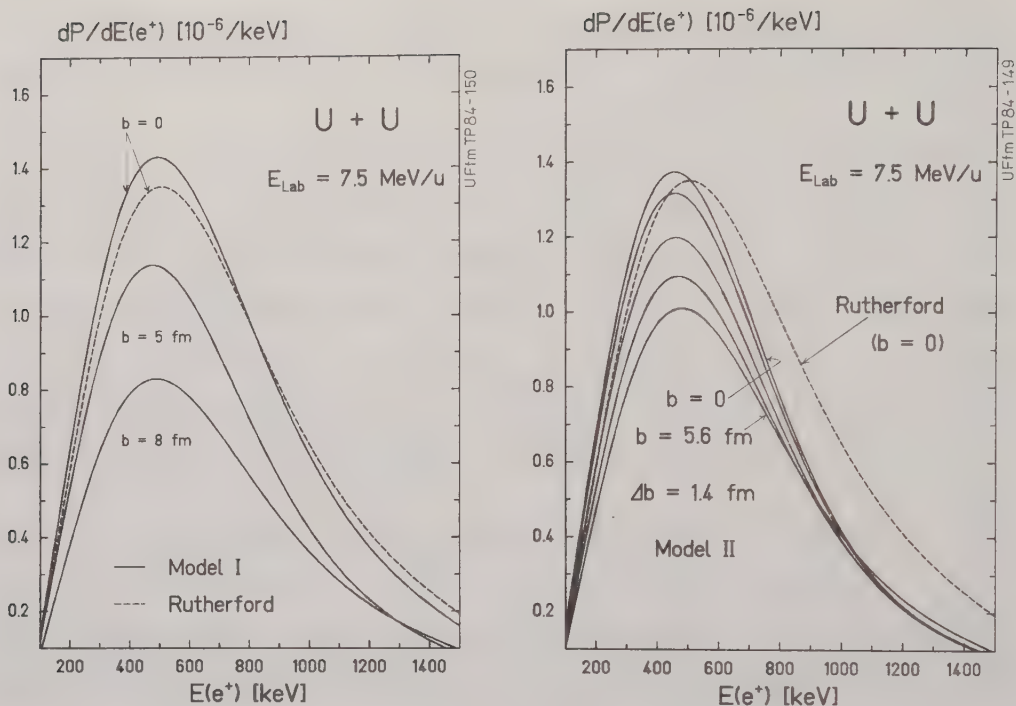


Abb. 7.10: Positronenspektren im 7.5 MeV/u - U + U - Stoß für diverse Stoßparameter - **Teil a:** Das für den Zentralstoß ($b = 0$) berechnete Spektrum zu Modell I weist gegenüber dem zum Vergleich miteingezeichneten Rutherford-Spektrum (gestrichelte Kurve) eine etwas größere Emissionsrate im Maximum und einen steileren Verlauf im hochenergetischen Bereich auf. Besonders der letzte Effekt ist für mittlere Stoßparameter $b \sim 5$ fm in noch stärkerem Maße festzustellen. Erst für (kernphysikalisch) periphere Stöße (vgl. $b = 8$ fm) tritt wieder eine Annäherung an die Spektren reiner Rutherford-Streuung ein. - **Teil b:** Die Spektren zu Modell II für die fünf Stoßparameter $b = 0 \dots (\Delta b \sim 1.4 \text{ fm}) \dots 5.6$ fm. Der Trend aus Modell I zu einem steileren Abfall des Hochenergiebereiches hat sich für $b = 0$ noch verstärkt, hinzu kommt eine energetische Verschiebung des Emissionsmaximums hin zu kleineren kinetischen Positronenenergien.

Rutherford-Wert anzunehmen. Für U + U, $E_{\text{Lab}} = 8.4$ MeV/u, weisen die Positronenspektren ähnliche Eigenschaften auf.

Unter der Annahme von Modell II zeigt der hochenergetische Anteil der Spektren einen für kleinere Stoßparameter noch steileren

Abfall (Abb. 7.10b). Die Abfallkonstante ist jetzt maximal für $b \sim 0$. Die sonstigen Beobachtungen und qualitativen Aussagen zu Modell I behalten jedoch auch für Modell II ihre Gültigkeit.

Alle drei Effekte, (i) Erhöhung des Maximums, (ii) Verschiebung des Maximums und (iii) größere Abfallkonstante, lassen sich durch die modifizierte Kinematik begründen:

- Die, wenn auch relativ kurze, Verzögerungszeit $\Delta T \sim 1.1 \cdot 10^{-21} \text{s}$ führt immerhin zu einer um $\sim 60\%$ längeren Aufenthaltsdauer im überkritischen Bereich $R < R_{kr} \sim 27.5 \text{ fm}$. (Für Modell I führt der Zentralstoß zu Zeiten $\Delta T \sim 3 \cdot 10^{-22} \text{s}$, entsprechend einer Verlängerung der Aufenthaltsdauer um $\sim 20\%$. Für größere Stoßparameter wächst dieser Effekt bis zu $\sim 30\%$.) Die damit verbundene 'Überproduktion' spontaner Positronen läßt sich im $\kappa=-1$ - Kanal ($s_{\frac{1}{2}}$ -Positronen) feststellen. Natürlich kann eine Verzögerungszeit dieser Größenordnung zu keinerlei UA-Effekten, also etwa dem Herauswachsen einer spontanen Positronenlinie, führen.
- Gleichzeitig bewirkt die Zeitverzögerung ΔT Interferenzstrukturen im unterkritischen $\kappa=+1$ - Kanal, die für $\Delta T \sim 1.1$ (bzw. $.3$) $\cdot 10^{-21} \text{s}$ (vgl. Ergebnisse des Schematischen Modells, Abschnitt 4.3) allerdings lediglich zu einem steileren Abfall des Spektrums, aber zu keinen Oszillationen im betrachteten Energiebereich führen.
- Die Verschiebung des Maximums rührt eindeutig vom $\kappa=+1$ - Kanal her. Die Ursache liegt ebenfalls an den geänderten Interferenzen zwischen den Amplituden des ein- und denen des auslaufenden Streuastes.

Abb. 7.11 verdeutlicht dies qualitativ anhand der Spektren zu Modell II für die in Abb. 7.10b genannten Stoßparameter $b = 0$ bis $b = 5.2 \text{ fm}$ ($\ell = 400 \text{ h}$). In den etwas älteren Rechnungen zu dieser Abbildung ist die elektronische Abschirmung allerdings vernachlässigt worden, so daß keinerlei quantitativen Vergleiche zwischen Abb. 7.10b und Abb. 7.11b gezogen werden sollten. Die qualitativen Schlußfolgerungen dagegen sind unabhängig von der gewählten Näherung für das elektronische Gesamtpotential.

Gegenüber den Ergebnissen des Schematischen Modells (vgl. Abb. 4.11, sowie Abb. 4.12 bei kleinen Zeitverzögerungen) findet man Abweichungen vor allem bezüglich der Verschiebung des Emissionsmaximums hin zu kleineren, statt (wie in Abb. 4.12a gezeigt)

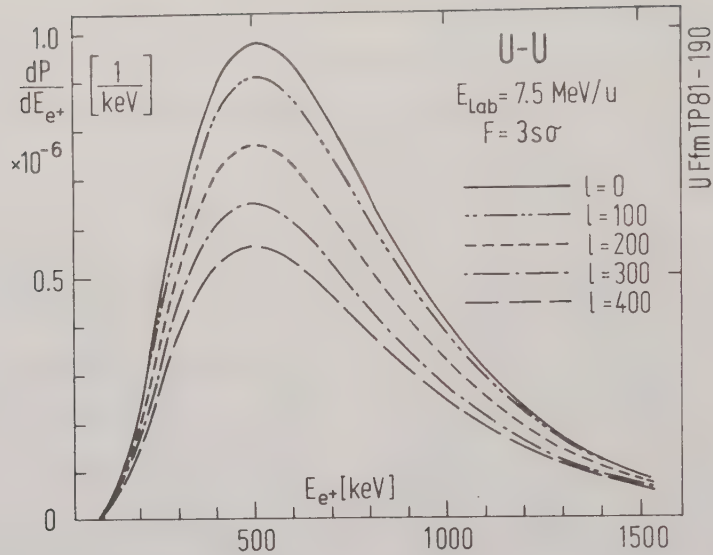
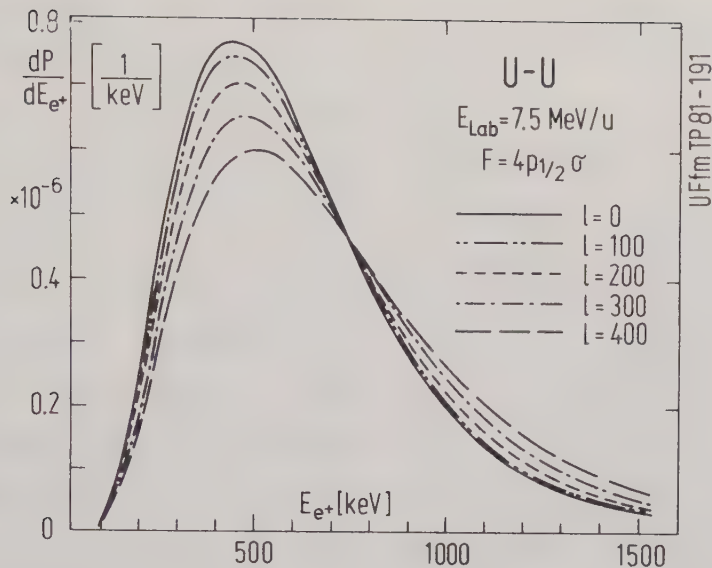


Abb. 7.11: Die Einzelbeiträge der Drehimpulskanäle $\kappa = -1$ ($s\sigma$ -Positronen) (Teil a) und $\kappa = +1$ ($p\sigma$ -Positronen) (Teil b) zu den Positronenspektren im 7.5 MeV/u - U + U - Stoß. Die Spektren sind entsprechend Abb. 7.10b im Rahmen des nuklearen Reibungsmodells II für verschiedene Stoßparameter ($\Delta l = 100 \hbar \approx 1.4 \text{ fm}$) berechnet, allerdings in Coulomb-Potential-Näherung statt in ATDHF-Approximation. Aufgrund der im Rahmen von Modell II um $\sim 60\%$ verlängerten Aufent-

zu höheren Positronenenergien und bezüglich der Erhöhung des Maximums. Ebenso ändert sich beim Übergang vom Schematischen Modell zum nuklearen Reibungsmodell II der Verlauf der Positronenerzeugungsraten im höherenergetischen Bereich der Spektren: Während im Schematischen Modell nach dem Einschalten einer nuklearen Verzögerungszeit von $T \sim 1 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ die differentiellen Raten dP_e^+/dE_e^+ aufgrund des spontanen Zerfallsprozesses durchweg höher liegen als bei Annahme einer Rutherford-Kinematik ($T = 0$), vgl. Abb. 4.11, übersteigen die im Rutherford-Stoß erzielten Werte für Positronenenergien $E_e^+ \gtrsim 500 \text{ keV}$ die Wahrscheinlichkeiten nach Modell II (s. Abb. 7.10b)

Die Verwendung der modifizierten Trajektorien gemäß der nuklearen Reibungsmodelle I und II führt somit zu qualitativ und quantitativ anderen Resultaten als die bloße Einschaltung entsprechend



haltsdauer der beiden Kerne innerhalb des kritischen Abstandes, $R < R_{kr}$, steigt der Anteil spontan erzeugter Positronen im $\kappa=-1$ - Kanal, während im $\kappa=+1$ - Kanal interferenzbedingte Effekte zur Verschiebung des Maximums und zu einer größeren Abfallkonstanten im hochenergetischen Bereich führen. Dies gilt unabhängig von der gewählten Potential-Näherung zur Beschreibung der elektronischen Zustände. In [Rei81b].

kurzer Zeitverzögerungen im Rahmen des Schematischen Modells. Dies sowie die unterschiedlichen Ergebnisse der beiden untersuchten Modelle [Bir78,79;Sch78] untereinander läßt hoffen, daß auch bei den hier diskutierten, im Vergleich zu Kap. 6 kurzen Verzögerungszeiten die Spektroskopie atomarer Anregungsprozesse ein Hilfsmittel zur Bestimmung nuklearer Bewegungsabläufe ('atomare Uhr') wird darstellen können.

Im Rahmen von Modell II wird die Erzeugung von Positronen auch für $U + U$ - Stöße bei 8.4 MeV/u (Abb. 7.12) und für $U + Cm$ bei $E_{Lab} = 7.5$ MeV/u (Abb. 7.13) untersucht. Beide überkritischen Systeme zeigen qualitativ dasselbe oben beschriebene Verhalten, allerdings wächst der Beitrag der überkritischen s-Positronen im $U + Cm$ - System rascher an als für $U + U$. Dies führt zu einem ein-

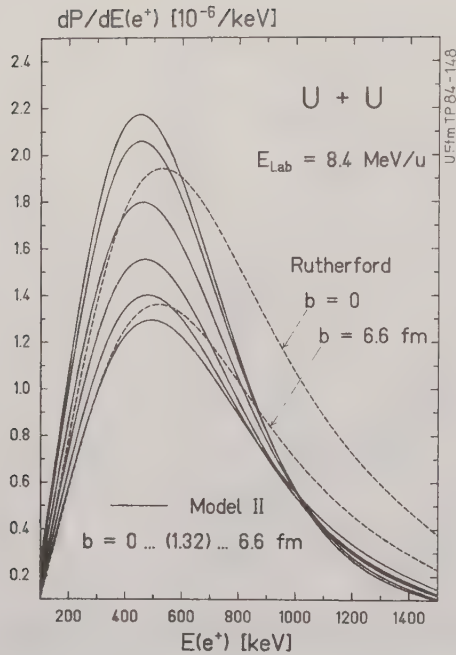


Abb. 7.12: Positronenspektren im 8.4 MeV/u - U + U - Stoß im Rahmen von Modell II (durchgezogene Linien) und, zum Vergleich, für Rutherford-Trajektorien (gestrichelt). Die stoßparameterabhängigen Spektren zu $b = 0 \dots (\Delta b \sim 1.32 \text{ fm}) \dots 6.6 \text{ fm}$ weisen erneut (vgl. Abb. 7.10b) eine energetische Verschiebung des Maximums sowie einen wesentlich steileren Abfall auf. Darüber hinaus ist die Emissionsrate im Maximum um $\gtrsim 10\%$ erhöht.

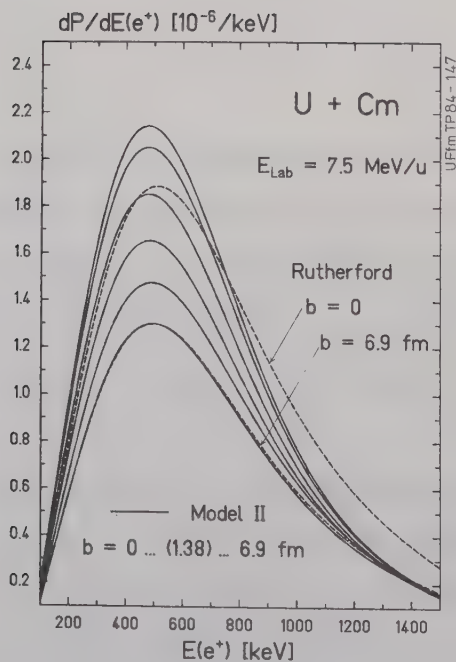


Abb. 7.13: Im Rahmen von Modell II berechnete Positronenspektren wie in Abb. 7.10b, diesmal für die U + Cm - Streuung bei einer Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 7.5 \text{ MeV/u}$ und Stoßparameter $b = 0 \dots (\Delta b \sim 1.38 \text{ fm}) \dots 6.9 \text{ fm}$. Die Effekte aus Abb. 7.10b werden qualitativ reproduziert, aufgrund des größeren spontanen Matrixelements wächst der Beitrag der überkritischen $s_{\frac{1}{2}}$ -Positronen im U + Cm - System jedoch rascher als im U + U - Stoß.

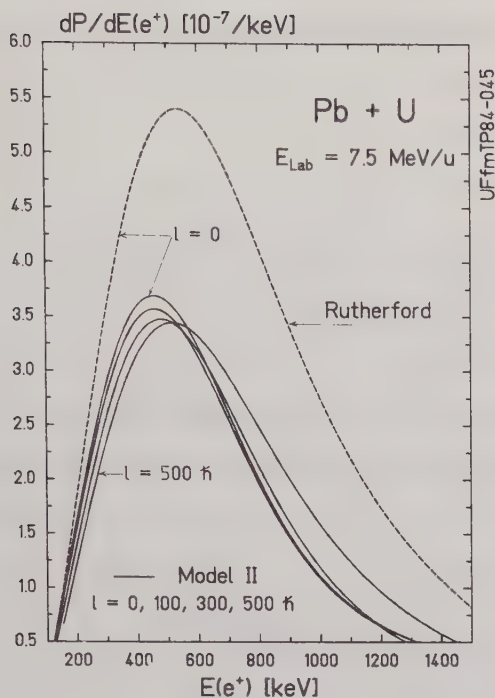


Abb. 7.14: Positronenerzeugungsrate in der unterkritischen $Pb + U$ - Streuung im Rahmen von Modell II bei $E_{Lab} = 7.5 \text{ MeV/u}$ und Eingangsdrehimpulsen $l = 0, 100 \hbar, 300 \hbar$ und $500 \hbar$. Da im Gegensatz zum $U + U$ - oder $U + Cm$ - System Interferenzeffekte auch im (ebenfalls unterkritischen) $s_{\frac{1}{2}}$ -Kanal auftreten, der spontane Beitrag somit gänzlich fehlt, führen nukleare Zeitverzögerungen in der Größenordnung von $T \sim 10^{-21} \text{ s}$ zu einer drastischen Reduzierung der Positronenwahrscheinlichkeiten.

Die elektronische Abschirmung der Elektronen ist in dieser Abbildung vernachlässigt.

deutigeren Signal langer Reaktionszeiten in tiefinelastischen Prozessen.

Der Effekt einer Modifikation der nuklearen Trajektorien nach Modell II auf die Positronenproduktion wurde auch für das unterkritische System $Pb + U$, $E_{Lab} = 7.5 \text{ MeV/u}$, $F = 3$, studiert. Abb. 7.14 zeigt die drastische Reduzierung der Emissionswahrscheinlichkeiten für Eingangsdrehimpulse $l = 0, 100 \hbar, 300 \hbar$ und $500 \hbar$. In diesen Stößen gibt es keine spontane Positronenerzeugung, die die destruktiven Interferenzen zwischen Amplituden des ein- und des auslaufenden Streuastes (nun in beiden Kanälen, $\kappa = \pm 1$) kompensieren könnte. Man muß hinzufügen, daß die Berechnungen zu Abb. 7.14 die elektronische Abschirmung der Elektronen nicht berücksichtigen.

7.3 Der Vergleich mit dem Experiment

7.3a Kurze Beschreibung der experimentellen Situation

Während der letzten drei Jahre wurden an der GSI Darmstadt von H. Backe, E. Kankleit, P. Senger und Mitarbeitern [Bac81,83, Sen83a] Experimente zur δ -Elektronen-Emission und Positronenerzeugung in tiefinelastischen Schwerionenstößen durchgeführt. Die atomaren Spektren werden in Koinzidenz zu Spaltfragmenten und, zum Vergleich, zu elastisch gestreuten Kernen gemessen. Der Nachweis der Kerne (bzw. ihrer Bruchstücke) geschieht mit Hilfe eines Plastik-Szintillators, der alle gestreuten Teilchen im Winkelfenster $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ \pm 10^\circ$ akzeptiert. Aufgrund der im Szintillator deponierten Energie ist es bis zu einem gewissen Grade möglich, zwischen elastischer Streuung und inelastischer Spaltreaktion zu unterscheiden.

Untersucht wurden die Systeme $U + U$ (unter anderem bei den Einschußenergien $E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$, 7.5 MeV/u und 8.4 MeV/u) und $U + \text{Cm}$ ($E_{\text{Lab}} = 7.5 \text{ MeV/u}$). Bei der knapp unterhalb der Coulomb-Schwelle liegenden kinetischen Energie von 5.9 MeV/u wird für $U + U$ praktisch nur elastische bzw. quasielastische Streuung gemessen. Umgekehrt liegt bei einer Energie von 8.4 MeV/u der 'Grazingwinkel' bei $\sim 35^\circ$, so daß elastisch gestreute Teilchen nicht mehr auf die Szintillatorfläche treffen. Unter diesen kinematischen Bedingungen mißt man also nahezu nur noch Spaltereignisse [Sen83a].

Diese klare Differenzierung ist mit dem verwendeten experimentellen Aufbau beim $U + U$ - Stoß mit $E_{\text{Lab}} = 7.5 \text{ MeV/u}$ nicht möglich. Im sogenannten Spaltbereich des Szintillatorspektrums werden immerhin noch $\sim 25\%$ Ereignisse elastischer Streuung vermutet [Sen83b], im elastischen Bereich sogar $\sim 42\%$ (!) Spaltereignisse. Die experimentellen Daten wurden iterativ auf die rein elastischen bzw. rein inelastischen Streuungen zurückgerechnet, wobei allerdings m.E. die in [Bac83] publizierten atomaren Spektren aus Spaltprozessen immer noch einen $\sim 5\%$ -igen Beitrag der Spektren ela-

stischer Streuung enthalten, sofern man die eben genannten Anteile [Sen83b] der Streuprozesse in den beiden Szintillatorbereichen zugrunde legt. Die Spektren aus elastischer Streuung beinhalten dagegen $\sim 17\%$ Anteile aus atomaren Spektren nuklearer Spaltprozesse. Eine eigens durchgeführte 'Nachentfaltung' der atomaren Spektren brachte jedoch keinerlei signifikante Modifikationen.

7.3b Atomare Spektren elastischer Streuung

Experimentelle δ -Elektronen-Spektren aus elastischer $U + U$ -Streuung bei 5.9 MeV/u und 7.5 MeV/u Laborenergie [Sen83a, Bac83] können mit theoretischen Resultaten unter Verwendung von Gl. (6.6) direkt verglichen werden. Als 'Symmetrisierungsfaktor' wird $f = 1$ gewählt. Experiment und Theorie stimmen hinsichtlich des exponentiellen Abfalls der Spektren sehr gut überein, bezüglich der absoluten Größe müssen die theoretischen Werte allerdings mit einem Faktor 1.4 skaliert werden (Abb. 7.15). Zur Frage des Untergrunds an Konversionselektronen bemerken [Bac83], daß eine obere Abschätzung dieses Beitrags lediglich $\sim 7\%$ beträgt, wobei die exponentielle Abfallkonstante im hochenergetischen Bereich ungefähr identisch der des gemessenen Spektrums sei. E_0 -Anteile, die bei $E_{\text{Lab}} = 5.9$ MeV/u zu einer sichtbaren Überhöhung des experimentellen Spektrums gegenüber der Theorie führen (vgl. die breite Verteilung um $E_e \sim 1000$ keV in Abb. 7.15), seien bei $E_{\text{Lab}} = 7.5$ MeV/u vernachlässigbar. Die angegebenen Fehlerbalken, in der Abbildung aufgrund der graphischen Ausdehnung der experimentellen Punkte nahezu nicht sichtbar, enthalten sowohl statistische Fehler als auch Ungenauigkeiten des Entfaltungsverfahrens. Die Absolutwerte seien mit einem zusätzlichen Fehler von $\sim 10\%$ behaftet.

Positronenspektren in elastischen Streukanälen konnten mangels guter Statistik [Sen83b] nur für $E_{\text{Lab}} = 5.9$ MeV/u ausgewertet werden. Der fällige Vergleich hierzu wird erst später (Abschnitt 7.3d) durchgeführt.

7.3c Bestimmung von Spalt- und experimenteller Nachweiswahrscheinlichkeit

Für einen quantitativen Vergleich der experimentellen 'Spalt'-Daten mit theoretischen Berechnungen müssen die in Abschnitt 7.2 diskutierten stoßparameterabhängigen δ -Elektronen- und Positronenspektren $dP_e^\pm/dE_e^\pm(b)$ über alle die b -Werte integriert werden, die zur Spaltung führen können. Gewichtet wird hierbei mit der b -abhängigen Spaltwahrscheinlichkeit $w_f(b)$. Zum Vergleich mit dem Experiment müßte allerdings auch eine Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$ berücksichtigt werden:

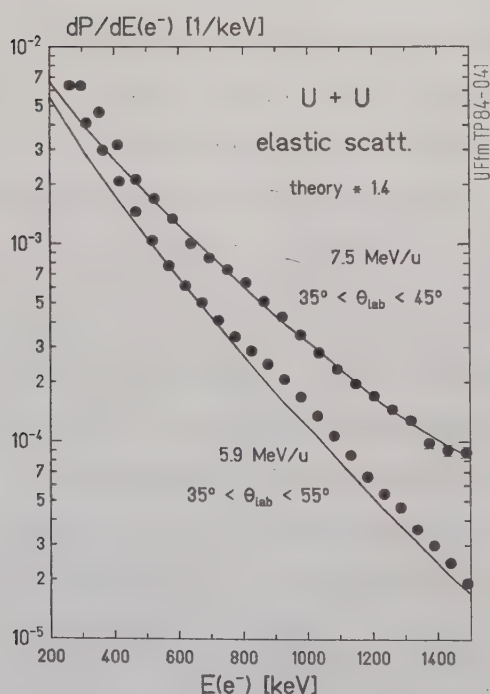


Abb. 7.15: Vergleich experimentell bestimmter δ -Elektronen-Spektren [Bac83, Sen83a] mit den mit einem Faktor 1.4 skalierten theoretischen Wahrscheinlichkeiten in der elastischen $U + U$ -Streuung. Das bei einer Einschußenergie von $E_{Lab} = 7.5$ MeV/u bestimmte Spektrum zeigt einen wesentlich flacheren Verlauf als die bei der Energie von $E_{Lab} = 5.9$ MeV/u (knapp unterhalb der Coulomb-Barriere) vermessenen Raten. Dies ist auf die stärkere Lokalisierung des molekularen 1σ -Zustandes im höher-

energetischen Stoß und die daraus resultierenden höheren Fourier-Frequenzen zurückzuführen. Die breite sichtbare Überhöhung der experimentellen Daten bei $E_e \sim 1000$ keV gegenüber der Theorie im 5.9 MeV/u - Stoß wird durch (nukleare) $E0$ -Konversionselektronen [Bac83] verursacht. In [MüU84].

$$(7.18) \quad \frac{dP_e^\pm}{dE_e^\pm} = \int b \, db \frac{dP_e^\pm}{dE_e^\pm}(b) w_f(b) w_D(b) \\ / \int b \, db w_f(b) w_D(b) .$$

In diesem Abschnitt sollen die beiden benötigten Wahrscheinlichkeiten $w_f(b)$ und $w_D(b)$ diskutiert werden.

H. Freiesleben et al. [Fre79] führten inklusive Einteilchen-Messungen zu $U + U$ - Reaktionen bei 7.42 MeV/u Einschußenergie durch. U.a. gelang es ihnen, die Winkelverteilung elastischer (inklusive quasielastischer) Streuung zu bestimmen, indem Ereignisse, die nicht der Zwei-Körper-Kinematik gehorchten, diskriminiert wurden. Allerdings erlaubte es die verwendete Meßmethodik nicht, die inelastischen Prozesse und Reaktionen zu separieren, die nicht zur Spaltung mindestens eines Urankerns führten, also quasielastische Prozesse [Fre79]. Dies entspricht aber glücklicherweise gerade der in [Bac83] verwendeten Separation der Reaktionstypen.

Der sogenannte 'Quarterpoint'-Winkel $\theta_{1/4}$, bei dem die elastische Streuung auf ein Viertel des Mott-Querschnitts abgefallen ist, d.h. $P_{\text{exp}} = 1/4$, beträgt $\theta_{1/4} = 87.5^\circ (\pm 2^\circ)$ [Fre79]. Dies entspricht einem klassischen Minimalabstand von 16.85 fm und soll gut mit Meßwerten von J.R. Birkelund und J.R. Huizenga [Bir65] übereinstimmen. Für $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$ ist P_{exp} kleiner .1, für $\theta_{\text{cm}} \lesssim 55^\circ$ (und somit auch für $\theta_{\text{cm}} > 125^\circ$) ist $P_{\text{exp}} \sim 1$.

Die für unsere Betrachtungen relevante Spaltwahrscheinlichkeit $w_f(b)$ bestimmt sich deshalb aus dem experimentell ermittelten Verhältnis $P_{\text{exp}}(\theta) = \sigma_{\text{el}}(\theta) / \sigma_{\text{Mott}}(\theta)$ (vgl. Fig. 8 [Fre79]) als Komplement der Wahrscheinlichkeit f für die (quasi-) elastische Streuung, also

$$(7.19) \quad w_f(b) = 1 - f(b(\theta)) ,$$

mit

$$\begin{aligned}
 (7.20) \quad P_{\text{exp}}(\theta) &= \sigma_{\text{el}}(\theta) / \sigma_{\text{Mott}}(\theta) \sim \sigma_{\text{el}}(\theta) / \sigma_{\text{Ruth}}(\theta) = \\
 &= \sigma_{\text{el}}(\theta) / [\sigma_{\text{R}}(\theta) + \sigma_{\text{R}}(\pi-\theta)] = \\
 &= \frac{f(\theta) \sigma_{\text{R}}(\theta) + f(\pi-\theta) \sigma_{\text{R}}(\pi-\theta)}{\sigma_{\text{R}}(\theta) + \sigma_{\text{R}}(\pi-\theta)} .
 \end{aligned}$$

Die Spaltwahrscheinlichkeit $w_f(b)$ ist also aufgrund der Beiträge aus Vorwärts- und Rückwärtsstreuung nicht eindeutig aus dem Experiment deduzierbar, $w_f(\theta(b))$ und $w_f(\pi-\theta(b))$ sind miteinander verknüpft. Resultate zweier ad-hoc Annahmen sind in Abb. 7.16 dargestellt. Die erste Annahme entspricht der folgenden Parametrisierung:

$$(7.21a) \quad f(\theta) = \begin{cases} 1 & \theta_{\text{cm}} \lesssim 55^\circ , \\ 0 & \theta_{\text{cm}} = 90^\circ . \end{cases}$$

Dann folgt für den Zwischenbereich:

$$(7.21b) \quad f(\theta) = P_{\text{exp}}(\theta) [1 + \{ \sin(\theta/2) / \sin((\pi-\theta)/2) \}^4] .$$

In einer verallgemeinerten Parametrisierung (Annahme 2) lassen wir zu, daß auch bei Rückwärtsstreuung ($\theta > 90^\circ$) noch elastische Streuung möglich ist, nehmen aber an, daß die Wahrscheinlichkeit hierfür monoton abfällt:

$$(7.22) \quad f(\theta) = P_{\text{exp}}(90^\circ) \exp \{ -(\theta-\pi/2)/\Delta \} , \quad \theta_{\text{cm}} > 90^\circ .$$

Die Breite Δ ist ein freier Parameter, welcher bestimmt, wie schnell die elastische Streuwahrscheinlichkeit gegen Null geht. $f(\theta)$ läßt sich dann für Winkel $< 90^\circ$ aus Gl. (7.20) bestimmen.

Abb. 7.16a zeigt die Wahrscheinlichkeit $f(\theta)$ für Nichtspaltprozesse unter den Annahmen von Gl. (7.21) (gestrichelt) und Gl. (7.22) (durchgezogene Linien) mit unterschiedlicher Wahl für Δ . $P_{\text{exp}}(\theta)$ ist miteingezeichnet. $f(\theta)$ nimmt, je nach Wahl des Parame-

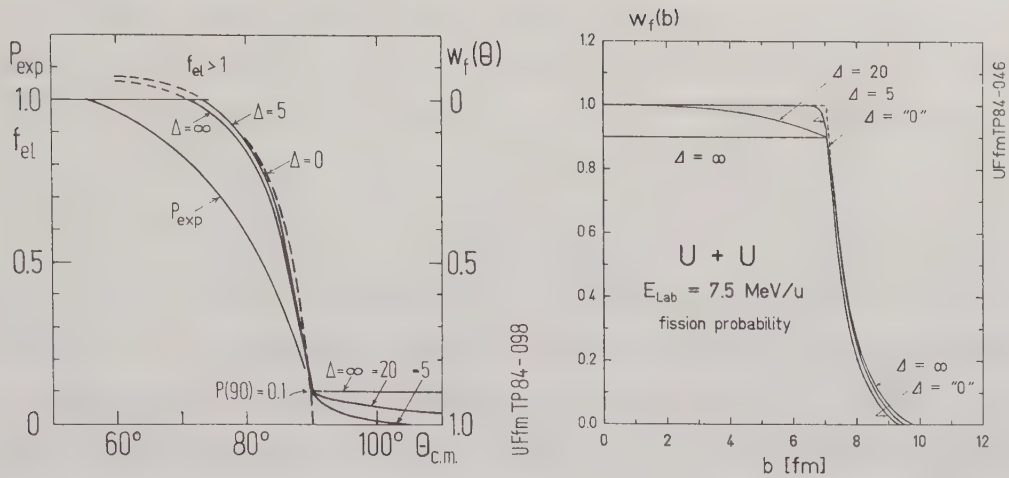


Abb. 7.16: Die aus experimentellen Daten [Fre79] deduzierte Spaltwahrscheinlichkeit $w_f(\theta)$ (Teil a) bzw. $w_f(b)$ (Teil b). - Teil a zeigt zunächst als Funktion des Streuwinkels das Verhältnis $P_{\text{exp}}(\theta_{\text{cm}})$ von experimentell nachgewiesener elastischer Streuung zum theoretisch erwarteten Mott-Querschnitt in der 7.42 MeV/u U + U - Streuung. Unter der Annahme von Gl. (7.21) deduziert man die Wahrscheinlichkeit $f_{\text{el}}(\theta)$ für (quasi-) elastische Streuung (gestrichelte Kurve, $\Delta = "0"$). Die verallgemeinerte Parametrisierung, Gl. (7.22), mit der Spreizungsbreite Δ führt zu den durchgezogenen Linien. Werte $f_{\text{el}} > 1$ für Winkel $\theta < \theta(\Delta)$ (gestrichelt) müssen auf "1" renormiert werden. - In Teil b ist die Variation der nicht eindeutig aus dem Experiment [Fre79] bestimmbaren Spaltwahrscheinlichkeit $w_f(b)$ in den Parametrisierungen Gl. (7.21) (gestrichelt) und Gl. (7.22) (durchgezogene Linien) aufgetragen. Die bei einer Einschussenergie von $E_{\text{Lab}} = 7.42 \text{ MeV/u}$ erzielten experimentellen Resultate sind mit den für $E_{\text{Lab}} = 7.5 \text{ MeV/u}$ berechneten Werten über den Minimalabstand R_{min} korreliert. Die Varianz der Spaltwahrscheinlichkeit $w_f(b)$ im peripheren Stoßparameterbereich $b > 7 \text{ fm}$ scheint vernachlässigbar. In zentralen Stößen hängt die Schwankung von $w_f(b)$ zunächst von der experimentellen Unsicherheit für $P_{\text{exp}}(\theta_{\text{cm}} = 90^\circ)$ ab; so beträgt die Spaltwahrscheinlichkeit für einen Stoßparameter von $b \sim 6.9 \text{ fm}$ $w_f = 1 - P_{\text{exp}}(\theta_{\text{cm}} = 90^\circ)$. Darüber hinaus spielt hier die Wahl der parametrisierenden Spreizungsbreite Δ eine wichtige Rolle.

ters Δ , für Winkel $\theta < \theta(\Delta)$ Werte größer 1 an. Diese müssen auf 1 'renormiert' werden.

Die deduzierte Spaltwahrscheinlichkeit $w_f(b)$ ist für den $U + U$ -Stoß, $E_{\text{Lab}} = 7.5 \text{ MeV/u}$, Abb. 7.16b zu entnehmen. Um den geänderten kinematischen Bedingungen ($7.42 \text{ MeV/u} \rightarrow 7.5 \text{ MeV/u}$ oder 8.4 MeV/u) Rechnung zu tragen, wird der theoretisch interessierende Minimalabstand $R_{\text{min}}(E_{\text{Lab}}=7.5 \text{ MeV/u}, b)$ mit dem Minimalabstand der experimentellen Situation $R_{\text{min}}(7.42 \text{ MeV/u}, b')$ gleichgesetzt und die Spaltwahrscheinlichkeit zu b' bestimmt. Dies stellt natürlich eine, wenn auch plausible, Vereinfachung dar.

Die in Abb. 7.16b gezeigte Spaltwahrscheinlichkeit nimmt für $b \sim 6.9 \text{ fm}$ den Wert $w_f(b) = 1 - f(\theta=90^\circ)$ an, vgl. Gl. (7.21a), (7.22), liegt also zwischen .9 und 1. Für zentralere Kollisionen tritt je nach Wahl der Spreizungsbreite Δ mit 90%- bis 100%-iger Sicherheit Spaltung ein. Auch der maximale Stoßparameter, der den Spaltkanal noch speist, hängt von der Wahl von Δ ab und liegt im Bereich von 9 fm bis 10 fm. Der Einfluß der nichteindeutigen Spaltwahrscheinlichkeit $w_f(b)$ auf die atomaren Spektren soll im Anschluß an die Diskussion der Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$ erfolgen.

Zur Bestimmung der Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$ sollten zunächst ebenfalls die Messungen der tiefinelastischen Kollision $U + U$, $E_{\text{Lab}} = 7.42 \text{ MeV/u}$, nach [Fre79] herangezogen werden. In Fig. 11 tragen die Autoren den doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d\theta dQ$ der Reaktionsprodukte $70 \leq Z \leq 90$ als Funktion des cm-Streuwinkels für verschiedene Q -Werte auf.

Bestimmt man für das nach [Bac83] relevante Winkelfenster den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ|_{\theta_{\text{cm}} = 90^\circ \pm 20^\circ}$ und vergleicht diesen mit einem aus [Bir79] und [Sch78] deduzierten theoretischen Wert $d\sigma/dQ$, so sollte das Verhältnis eine einigermaßen glatte Funktion in Q darstellen. Dies ist leider nicht der Fall, wobei für Modell I die experimentell nachgewiesenen hohen Energiedissipationen $Q < -100 \text{ MeV}$ (bis -300 MeV) erst gar nicht erreicht werden.

Andererseits stimmt die Beschränkung nach [Fre79] auf Reaktionsprodukte $70 \leq Z \leq 90$ auch nicht mit den experimentellen Voraussetzungen nach [Bac83] überein. Welche und wieviele Reaktionsprodukte nachgewiesen werden, ist nicht bekannt [Sen83b], die Energieskala in Fig. 9 [Sen83a] ist darüber hinaus nicht geeicht.

Zur Bestimmung der Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$ wird deshalb der hier diskutierte Vergleich zwischen Experiment [Fre79] und Theorie [Bir78,79,Sch78] nicht verwendet.

U. Gollerthan [Gol83] führte zur Auswertung der Experimente am TORI-Transportsystem [Kan81] eine analoge Bestimmung der Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit durch, die von ihm dankenswerterweise für das Experiment am Szintillator wiederholt wurde. Diese Berechnung geht von den folgenden Annahmen aus [Gol83]: Nach dem Zusammentreffen der beiden Urankerne auf einer Rutherford-Hyperbel mit Stoßparameter b spaltet der Compoundkern symmetrisch unter einem Energieverlust Q . Dieser wird mit Hilfe eines Monte-Carlo-Verfahrens 'erwürfelt'. Die Reaktionsprodukte bewegen sich entweder auf Rutherford-Hyperbeln in Richtung der primären Streuwinkel weiter oder isotrop mit ebenfalls 'erwürfelten' Streuwinkeln. In einem zweiten Spaltprozeß können sowohl Projektil als auch Ejektil in einem sequentiellen Drei-Körper-Aufbruch (S3K, ternärer Spaltkanal) oder gar beide Urankerne in einem sequentiellen Vier-Körper-Aufbruch (S4K, quaternäre Spaltklasse) spalten. Dieser Prozeß verläuft isotrop in der Ebene der ersten Spaltung mit einer vorzugebenden Halbwertsbreite ΔZ_{FWHM} um den symmetrischen Aufbruchskanal ($Z = 46$). Das Verhältnis A/Z wird hierbei als konstant angenommen (was für die Bewegung der Reaktionsprodukte im Magnetfeld des Detektors von Bedeutung ist), die Energiebilanz gehorcht der Viola-Systematik [Vio66].

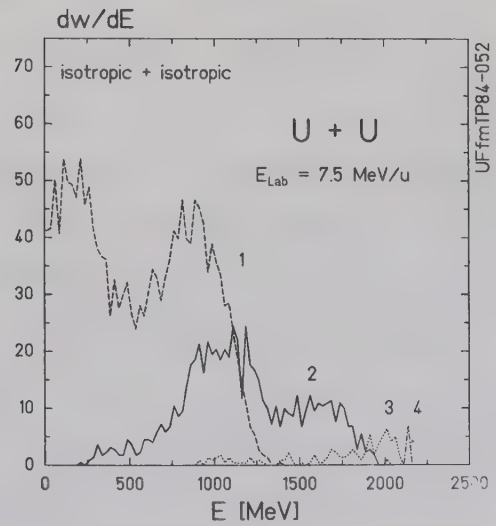
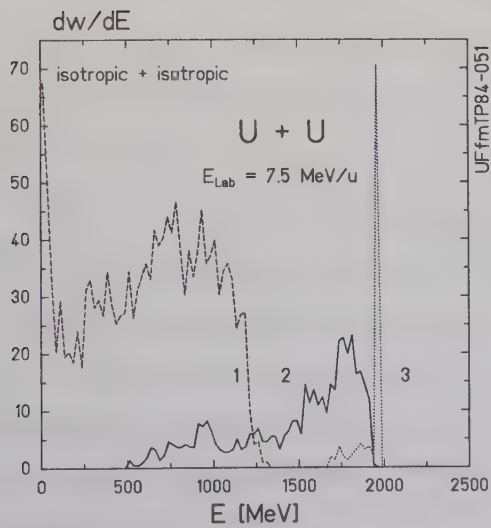
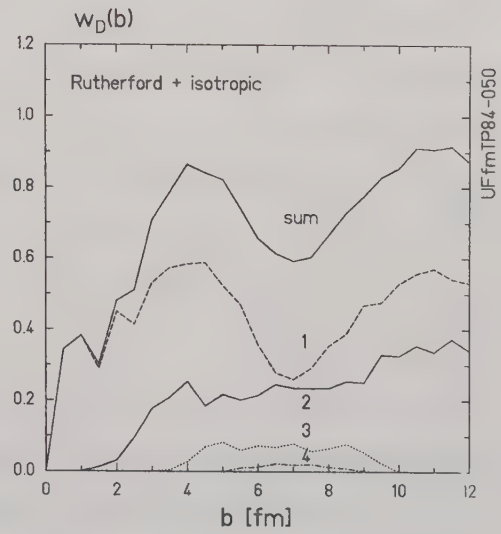
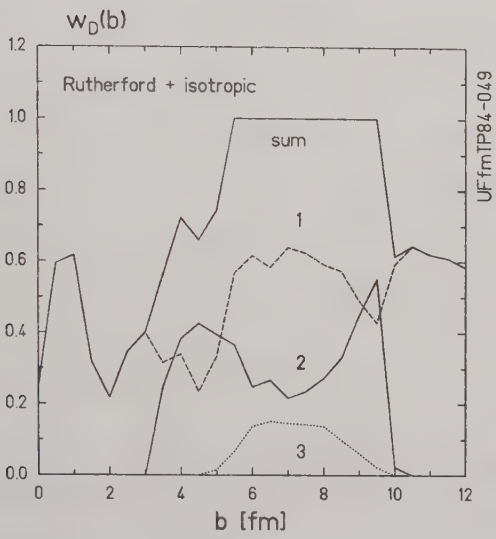
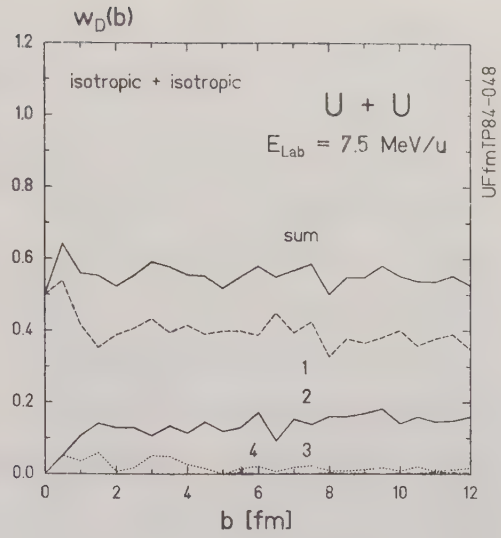
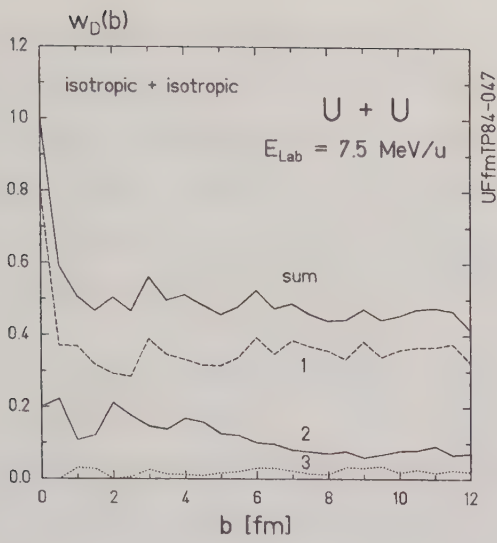
Berechnet werden in Abhängigkeit vom Eingangsstoßparameter b die folgenden Größen:

- Wieviele Bruchstücke gelangen in den Detektor bei vorgegebener Detektorgeometrie ?
- Welche Energie E kann maximal im Detektor deponiert werden (ohne Berücksichtigung detektorspezifischer Größen wie der Energiedepot-Funktion $f(Z,E)$, der Detektoreffizienz $\varepsilon(E^*)$ oder der Energieschwelle E_S) ?

Den Ergebnissen von 10.000 Monte-Carlo-Rechnungen [Gol83] für $U + U$, $E_{Lab} = 7.5 \text{ MeV/u}$ und 8.4 MeV/u läßt sich leicht entnehmen, daß im Rahmen statistischer Fehler bei einem zweifach isotropen Aufbruch (also erster und zweiter Spaltprozeß verlaufen isotrop) alle Stoßparameterbereiche gleichwahrscheinlich die vorgegebene Detek-

Abb. 7.17: Die Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$ für die experimentelle Verifizierung eines oder mehrerer Spaltfragmente der tiefinelastischen $U + U$ - Streuung bei $E_{Lab} = 7.5 \text{ MeV/u}$ gemäß einer Monte-Carlo-Simulation [Gol83]. - **Teil a:** Angenommen sind isotrope Primär- und (eine) isotrope Sekundärspaltung, ein ternärer Spaltprozeß. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für ein Bruchstück (gestrichelt) bzw. für zwei (durchgezogen) und drei Fragmente (punktiert) sind ebenso aufgetragen wie die Summe der drei Wahrscheinlichkeiten. - **Teil b:** Isotrope Primär- und (zwei) isotrope Sekundärspaltungen als quaternärer Spaltprozeß führen zu den beschriebenen Wahrscheinlichkeiten $w_D(b)$. Der Nachweis aller vier Fragmente (strichpunktiert) scheint vernachlässigbar. - **Teil c** und **Teil d** entsprechen den Teilen a und b, allerdings unter der Annahme einer Rutherford-präjudizierten Primärspaltung und einer bzw. zweier isotroper Sekundärspaltungen. - Während die getroffenen Voraussetzungen für die Spaltprozesse in den ersten beiden Abbildungsteilen zu einer nahezu konstanten Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$ führen, sind in den beiden letzten Teilen mittlere und periphere Stoßparameterbereiche sehr stark gegenüber dem zentralen Bereich begünstigt.

Abb. 7.18: Die von den Urankernen und -fragmenten nach einer tiefinelastischen 7.5 MeV/u - $U + U$ - Kollision mitgeführte, im Zähler deponierbare kinetische Energie E (dw/dE in willkürlichen Einheiten) [Gol83]. Der isotropen Primärspaltung folgen in **Teil a** eine, in **Teil b** zwei isotrope Sekundärspaltungen. Während der niederenergetische Bereich vollständig vom Nachweis eines Reaktionsproduktes (gestrichelte Kurve) dominiert wird, werden im Mittelenergiebereich zwei (durchgezogen) und im Hochenergiebereich drei bzw. vier Fragmente nachgewiesen (punktiert bzw. strichpunktiert). Der Energiegewinn aufgrund der exothermen Uranspaltung ist berücksichtigt [Gol83]. (Im Fall einer Rutherford-präjudizierten Primärspaltung besitzen die Energieverteilungen die gleichen Eigenschaften.)



torgeometrie speisen (Abb. 7.17a für eine einfache Sekundärspaltung, bzw. Teil b für zwei Sekundärspaltungen). Dies gilt für den Nachweis von einem, zwei oder auch drei Spaltprodukten (falls lediglich Projektil oder Ejektil im zweiten Aufbruch spalten, also im ternären Spaltkanal), bzw. auch für vier Spaltprodukte (im quaternären Kanal), wenngleich dieser Fall nur mit verschwindendem Anteil zur Gesamtrate beiträgt.

Wird die Richtung des ersten Spaltprozesses jedoch durch die einlaufende Rutherford-Kinematik präjudiziert, so tritt eine Bevorzugung der mittleren bis peripheren Stoßparameter in der Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$ ein. Dies rührt offensichtlich daher, daß diese Stoßparameter in der Rutherford-Kinematik ohnehin in das betreffende Detektor-Winkelfenster θ_D laufen würden. D.h.: spaltet entweder Projektil oder Ejektil (im Falle von S3K) dann läuft der jeweils andere Kern gemäß der Rutherford-Kinematik trivialerweise mit der Wahrscheinlichkeit '1' in den Detektor (Abb. 7.17c). Spalten jedoch beide Kerne (S4K), dann liefern die Stoßparameter nahe $b = b(\theta_D)$ den Hauptbeitrag zur Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$, vgl. Abb. 7.17d.

Interessant für die Auswertung, bzw. für den Vergleich mit den experimentellen Daten von [Sen83a,Bac83], ist auch die von den nachgewiesenen Reaktionsprodukten potentiell deponierbare Energie E . Da jedoch sowohl die Detektoreffizienz in den Rechnungen unberücksichtigt blieb [Gol83], als auch die Energieskala im Experiment nicht geeicht wurde [Sen83a,b], sind die nachfolgenden Schlüsse lediglich qualitativer Natur.

Die Monte-Carlo-Simulation für den $U + U$ - Stoß bei 7.5 MeV/u ($E_{kin} = 1785$ MeV) ergibt im Falle ternärer Spaltung eine deutliche Anhäufung der Ereignisse bei ~ 1950 MeV, bzw. für quaternäre Spaltung (weniger deutlich) Ereignisse bei bis zu ~ 2150 MeV. Dies entspricht dem Nachweis aller drei bzw. aller vier Reaktionsprodukte, der Energiegewinn ist ein Resultat der exothermen Uranspaltung. Der 'niederenergetische' Bereich wird bestimmt vom Nachweis nur eines Spaltprodukts, im 'Mittelenergiebereich' werden zwei Reaktionsprodukte nachgewiesen. Drei bzw. vier Detektor-Ereignisse werden im 'hochenergetischen' Teil des Detektorspektrums registriert (Abb. 7.18). Dies gilt für den Fall zweier (bzw. dreier)

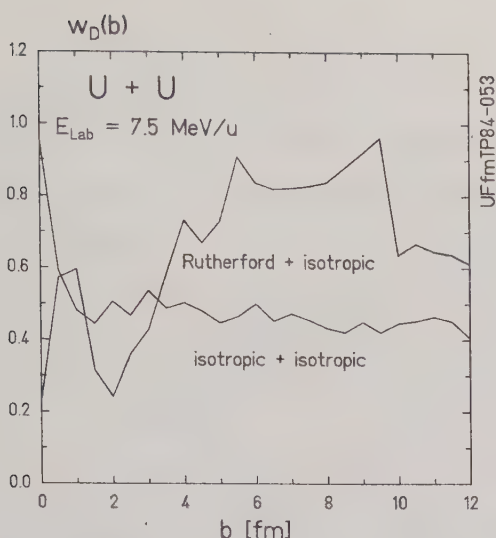


Abb. 7.19: Die aus den Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeiten in Abb. 7.17 berechnete und in den Abbildungen 7.22 und 7.23 verwendete Beziehung $w_D(b)$ für den isotrop-isotropen (entsprechend Abb. 7.17a,b) und den Rutherford-isotropen (entsprechend Abb. 7.17c,d) Reaktionsverlauf. Der Nachweis von mehr als zwei Reaktionsprodukten bleibt unberücksichtigt, da die-

ser keinen Beitrag zum nieder- und mittelergetischen Bereich des Szintillatorspektrums liefert (vgl. Abb. 7.18). Das Verhältnis der ternären zu den quaternären Spaltereignissen ist für alle Stoßparameter willkürlich mit 10:1 angenommen. Während beim isotrop-isotropen Aufbruch eine Gleichgewichtung aller Stoßparameter vorliegt (dies wäre äquivalent einer 4π -Detektorgeometrie), tragen bei der Rutherford-präjudizierten Primärsplattung die mittleren und peripheren Stoßparameter mehr Gewicht.

isotroper Aufbrüche genauso wie für den Rutherford-präjudizierten ersten Aufbruch mit nachfolgender zweiter isotroper Spaltung.

Mit einiger Willkür wurde aus diesen Monte-Carlo-Berechnungen [Gol83] nun die Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$ für die sogenannten Spaltspektren [Sen83a,Bac83] bestimmt, also für die Spektren, die in Koinzidenz mit inelastischen Streuprozessen gemessen wurden. Berücksichtigt werden hierbei lediglich die Anteile von $w_D(b)$ (vgl. Abb. 7.17), die den Nachweis von einem oder zwei Spaltprodukten beschreiben, da diese den 'nieder-' und 'mittelergetischen' Bereich des Detektorspektrums dominieren. Bei der Wichtung der sequentiellen Drei-Körper-Splattung zum sequentiellen Vier-Körper-Aufbruch wurde willkürlich für alle Stoßparameter ein Verhältnis 10:1 angenommen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$ ist dann ungefähr konstant unter der Annahme zweier (bzw. dreier) isotroper Aufbrüche. Dies bedeutet, daß man den Einfluß von $w_D(b)$ vernachlässigen kann. Es

entspricht im übrigen auch dem theoretisch interessanteren Fall eines Detektorraumwinkels von 4π .

Beim Rutherford-präjudizierten ersten Aufbruch tragen die mittleren bis peripheren Stoßparameter dagegen mehr Gewicht (vgl. oben) mit einem Verhältnis von $\sim 2:1$ (Abb. 7.19). Aufgrund der bereits berücksichtigten bdb - Gewichtung in Gl. (7.18) sollten die Spektren somit ebenfalls keine allzu großen Modifikationen erfahren, d.h. die mögliche Varianzbreite von $w_D(b)$ wäre auch in diesem Fall vernachlässigbar.

Mit Hilfe der in diesem Abschnitt bestimmten Spaltwahrscheinlichkeit $w_f(b)$ und der Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$ kann nun die Integration Gl. (7.18) über den experimentell relevanten Stoßparameterbereich durchgeführt werden.

Zunächst soll der Einfluß der Spaltwahrscheinlichkeit $w_f(b)$ auf die atomaren Spektren, vor allem aber die mögliche Variation der Spektren aufgrund der 'freien' Wählbarkeit der Parameter $P_{\text{exp}}(90^\circ)$ und Δ , Gl. (7.21) und (7.22), für das Stoßsystem $U + U$, $E_{\text{Lab}} = 7.5 \text{ MeV/u}$, untersucht werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$ wird hierbei 1 gesetzt.

Abb. 7.20 zeigt δ -Elektronen-Spektren dieses Stoßsystems für den Fall der Rutherford-Kinematik ('transparente' Kernmaterie, Coulomb-Wechselwirkung zweier Punktkerne mit anschließender sequentieller Spaltung eines der beiden Kerne; durchgezogene Linien) und für den Fall nuklearer Trajektorien der Modelle I [Bir79] (gestrichelt) und II [Sch78] (punktiert). Beim Übergang von der Parametrisierung von $f(\theta)$ nach Gl. (7.21) zu Gl. (7.22) ergeben sich nahezu keine Änderungen der δ -Elektronen-Spektren der drei diskutierten Kernmodelle. Lediglich der unrealistische Fall $\Delta \rightarrow \infty$ bei $P_{\text{exp}}(90^\circ) = .1$, was einer Spaltwahrscheinlichkeit $w_f(b) = .9$ für alle Stoßparameter $b \lesssim 6.9 \text{ fm}$ entspricht, führt zu einer geringfügigen Überhöhung des hochenergetischen Spektralbereiches für das nukleare Reibungsmodell II. Dies ist verständlich, da mit dieser extremen Wahl der freien Parameter in Gl. (7.22) der Stoßparameterbereich $\sim 7 \text{ fm} \dots 10 \text{ fm}$ stärker gewichtet wird.

Positronenspektren (Abb. 7.21) werden qualitativ in gleicher Art und Weise beeinflusst: sowohl der Parametrisierungswechsel von Gl. (7.21) zu Gl. (7.22) als auch eine Variation von Δ innerhalb

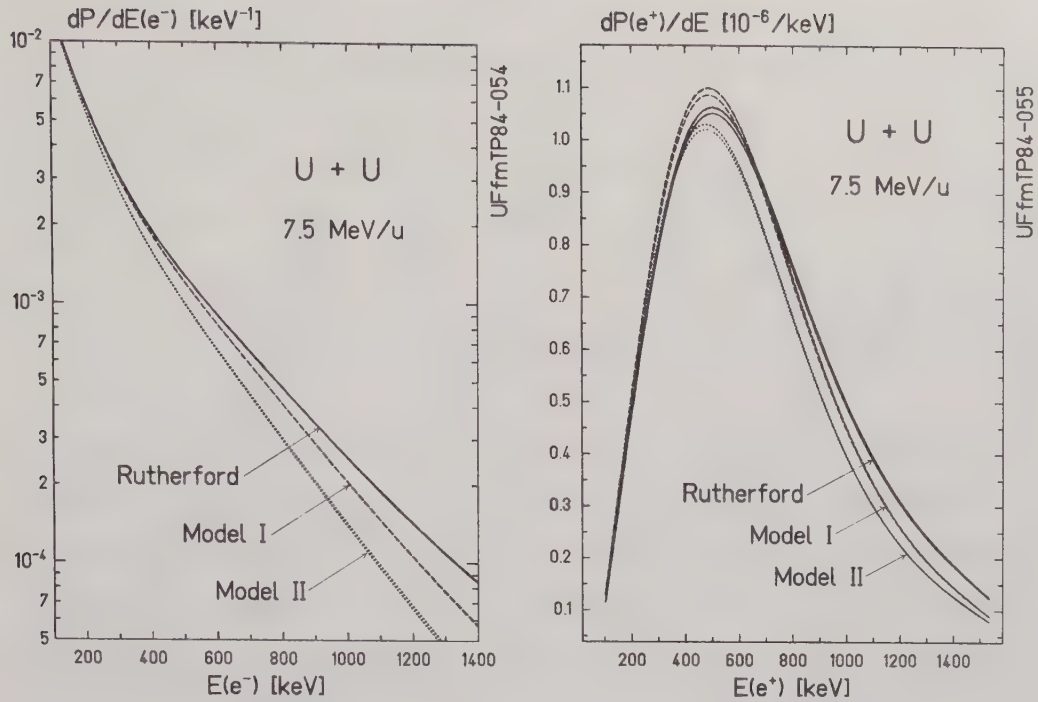


Abb. 7.20: Der Einfluß der aufgrund unterschiedlicher Parametrisierungen der experimentellen Daten [Fre79] deduzierten Spaltwahrscheinlichkeit $w_f(b)$ (Abb. 7.16b) auf die entsprechend Gl. (7.18) gefalteten atomaren δ -Elektronen-Raten in der tiefinelastischen $U + U$ - Reaktion bei einer Einschußenergie von $E_{Lab} = 7.5 \text{ MeV/u}$. Die Unsicherheit bezüglich der Faltungsfunktion scheint sowohl in den Spektren zu den nuklearen Reibungsmodellen I [Bir78,79] (gestrichelt) und II [Sch78] (punktiert) als auch unter der Annahme einer Rutherford-Kinematik (auch für Stoßparameter $b < b_{gr}$) vernachlässigbar.

Abb. 7.21: Wie in Abb. 7.20, diesmal jedoch für die Positronenspektren. Im Rahmen der untersuchten (Reaktions-) Modelle scheint der Einfluß der Spaltwahrscheinlichkeit auf die gefalteten atomaren Anregungsraten erneut vernachlässigbar.

vernünftiger Grenzen führen zu keinerlei Modifikation der Spektren. Die Wahl $\Delta \rightarrow \infty$ hat ein Absenken der Emissionswahrscheinlichkeiten um wenige Prozent im Maximum der Spektren für alle drei Kernmodelle zur Folge.

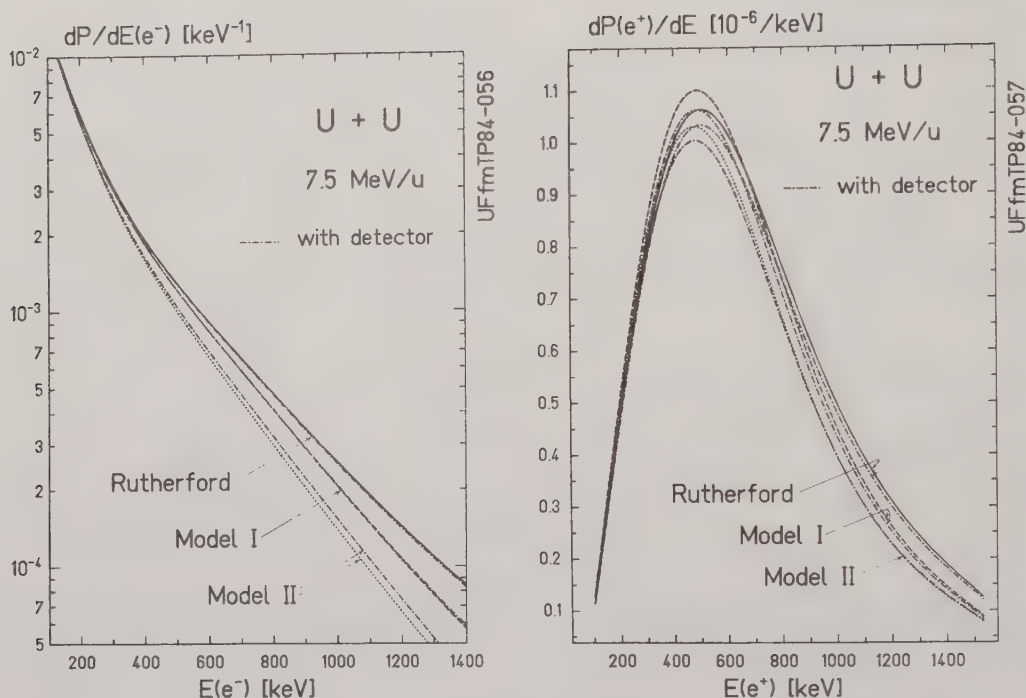


Abb. 7.22: Im Rahmen der beiden diskutierten nuklearen Reaktionsmodelle [Bir78,79] und [Sch78] sowie für die Rutherford-Streukinetik berechnete δ -Elektronen-Spektren im 7.5 MeV/u - U + U - Stoß vor und nach Berücksichtigung der Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$. - Bei Annahme zweier aufeinanderfolgender isotroper Spaltungen (äquivalent der Annahme einer 4π -Detektorgeometrie) liegen die in Rutherford-Stößen erzielten Raten im höherenergetischen δ -Elektronen-Bereich minimal höher als bei der Verwendung der (Rutherford-isotropen) Nachweiswahrscheinlichkeit aus Abb. 7.19 (strichpunktierte Kurven), die zur Bevorzugung mittlerer und peripherer Stoßparameter führte. Aufgrund der Inversion der Spektren für Stoßparameter $b \lesssim b_{gr}$ kehrt sich dieser Effekt jedoch im Rahmen der nuklearen Reibungsmodelle I und II um.

Abb. 7.23: Wie in Abb. 7.22, diesmal für die Positronenspektren. Die Berücksichtigung der für den Rutherford-isotropen Reaktionsverlauf berechneten Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$ (strichpunktierte Kurven) führt gegenüber der Annahme einer 4π -Detektorgeometrie zu einer rund 5%-igen Absenkung der Emissionsraten im Maximum.

Entsprechende Ergebnisse werden für das $U + U$ - System auch bei einer Einschußenergie von 8.4 MeV/u erzielt, wobei die Bestimmung von $w_f(b)$, wie oben diskutiert, über den minimalen Abstand $R_{\min}$ der beiden Kernzentren erfolgt.

Daß die Variation der Spaltwahrscheinlichkeit innerhalb der vom Experiment [Fre79] vorgegebenen Grenzen einen so geringfügigen Einfluß auf die atomaren Spektren besitzt, ist für die Auswertung natürlich von erheblichem Vorteil. In den folgenden Berechnungen und Vergleichen wird immer eine Parametrisierung nach Gl. (7.21) verwendet.

Glücklicherweise besitzt auch die Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$ keinen allzu großen Einfluß auf δ -Elektronen- und Positronenspektren. Abb. 7.22 zeigt theoretische δ -Elektronenspektren der drei (nuklearen) Streumodelle unter Verwendung der in Abb. 7.19 skizzierten Wahrscheinlichkeit $w_D(b)$, die für den Rutherford-präjudizierten zweiten (isotropen) Zerfallsprozeß zu einer Bevorzugung mittlerer bis peripherer Stoßparameter führte, im Vergleich mit Spektren für $w_D(b) = 1$. Letztere entsprechen einer 4π -Detektorgeometrie und liegen, aufgrund der in $w_D(b)$ gleichgroßen Wichtung kleinerer Stoßparameter, etwas unterhalb der für das Experiment [Bac83, Sen83a] relevanten Spektren.

Der Einfluß derselben Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b)$ auf Positronenspektren des $U + U$ - Systems, $E_{\text{Lab}} = 7.5$ MeV/u, wird in Abb. 7.23 dargestellt. Die Spektren erfahren im Vergleich zu $w_D(b) = 1$ eine Absenkung um bis zu $\sim 5\%$ im Emissionsmaximum. Im logarithmischen Plot zeigt es sich jedoch, daß die Abfallkonstante für den hochenergetischen Bereich des Spektrums nahezu konstant bleibt. Insofern führt eine Berücksichtigung der von U. Gollerthan [Gol83] berechneten Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit allenfalls zu einer Änderung der Skalierungskonstanten, die spektrale Form (also die wesentliche Meßgröße zur Bestimmung nuklearer Haftzeiten) erfährt keinerlei Modifikation. Im folgenden Abschnitt 7.3d wird deshalb die aus theoretischer Sicht relevante, da vom experimentellen Aufbau unabhängige, Wahrscheinlichkeit $w_D(b) = 1$ verwendet.

7.3d Vergleich der experimentellen Daten mit theoretischen Ergebnissen

Die von H. Backe, P. Senger, E. Kankleit und Mitarbeitern [Bac83, Sen83a] gemessenen Spektren sollen zunächst mit Ergebnissen des weniger sophistizierten Schematischen Modells aus Kap. 4 verglichen werden, um ein Gefühl für die Größenordnung der durch die experimentellen Daten repräsentierten mittleren Verzögerungszeit $\bar{T}$ zu gewinnen.

Der hier verwendete 'Mittelwert'-Begriff ist nicht notwendigerweise identisch mit der durch Gl. (5.12) gegebenen Definition. Vielmehr soll er die (gemittelte) Steigung der gemäß Gl. (7.18) gefalteten atomaren Anregungsspektren repräsentieren, wobei die Faltung der δ -Elektronen- und die Faltung der Positronenspektren mit derselben Faltungsfunktion $f(b, T(b))$ durchaus zu unterschiedlichen 'mittleren' Verzögerungszeiten führen kann. Die Ergebnisse der nachfolgenden, im Rahmen des Schematischen Modells geführten Diskussion sollten deshalb unter Berücksichtigung dieses Sachverhaltes verstanden werden.

Abb. 7.24 zeigt das in Koinzidenz zu Spaltereignissen gemessene δ -Elektronen-Spektrum des $U + U^-$ Systems bei 7.5 MeV/u Laborenergie. (Zur Frage der experimentellen Fehlerabschätzung vgl. Abschnitte 7.3a und 7.3b.) Verglichen wird mit theoretischen Resultaten für dieses Stoßsystem zum Stoßparameter $b = 6.9$ fm (vgl. hierzu auch Abb. 7.16b), als Verzögerungszeiten T sind gewählt: $T = 0$ (Rutherford-Streuung), 1, 1.2 und $1.5 \cdot 10^{-21}$ s. Skaliert sind die hier gezeigten theoretischen Kurven mit einem Faktor 2 (im Gegensatz zur elastischen Streuung, Abb. 7.15). Die experimentellen Daten scheinen mit der Annahme einer 'mittleren' Verzögerungszeit $\bar{T} \sim 1 \cdot 10^{-21}$ s gut verträglich. Für längere Zeiten T bildet sich dagegen im mittel- und hochenergetischen Bereich des theoretischen Spektrums eine Interferenzstruktur aus,

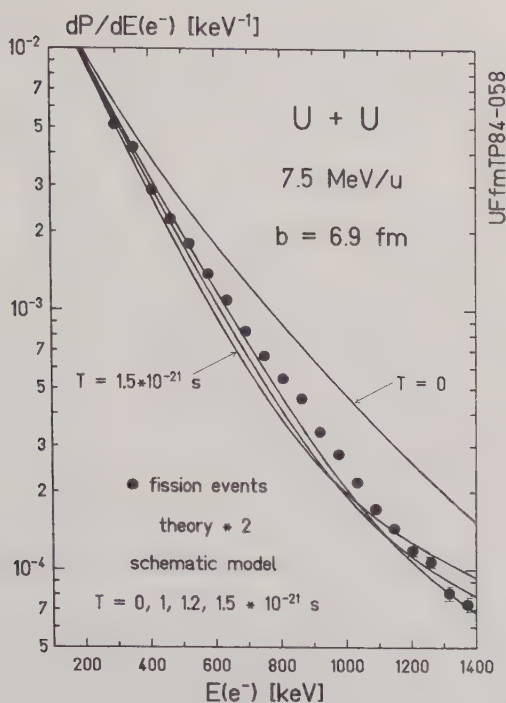


Abb. 7.24: Experimentell in Koinzidenz zu Spaltereignissen im tiefinelastischen 7.5 MeV/u - U + U - Stoß bestimmtes δ -Elektronen-Spektrum [Sen83a, Bac83] im Vergleich mit theoretischen, im Rahmen des Schematischen Modells (vgl. Kap. 4) berechneten Raten. Der (theoretische) Stoßparameter beträgt $b = 6.9$ fm ($\sim b_{gr}$), als Verzögerungszeiten sind $T = 0, 1, 1.2$ und $1.5 \cdot 10^{-21}$ s gewählt. Die theoretischen Absolutwerte unterschätzen die experimentellen Daten um einen Faktor 2, die experimentelle Steigung wird durch die Annahme einer 'mittleren' Reaktionsdauer von $T \sim 1 \cdot 10^{-21}$ s am besten reproduziert (s. Text).

so daß Theorie und Experiment, vor allem bezüglich der Steigung im Bereich $E_e \gtrsim 800$ keV, immer weiter auseinanderdriften.

Der entsprechende Vergleich wird in Abb. 7.25 für die in [Bac83] publizierten Positronenspektren des U + U - Systems, $E_{Lab} = 7.5$ MeV/u, gezogen; die theoretischen Werte sind erneut im Schematischen Modell für den Stoßparameter $b = 6.9$ fm berechnet. Logarithmisch dargestellt sind Spektren mehrerer Verzögerungszeiten ($T = 0, 1, 1.5$ und $2 \cdot 10^{-21}$ s) mit unterschiedlichen Skalierungsfaktoren (1, .9, .6 und .5), wobei diese im Emissionsmaximum ($E_e^+ \sim 400$ keV) in etwa dem Experiment angepaßt sind. Abgesehen von der Notwendigkeit eines immer größer werdenden Skalierungsfaktors wird die Steigung der experimentellen Spektren im hochenergetischen Bereich von einer 'mittleren' Verzögerungszeit $\bar{T} \sim 2 \cdot 10^{-21}$ s gut beschrieben. Bei kleinen Positronenenergien ($E_e^+ \lesssim 300$ keV) besteht allerdings eine Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment.

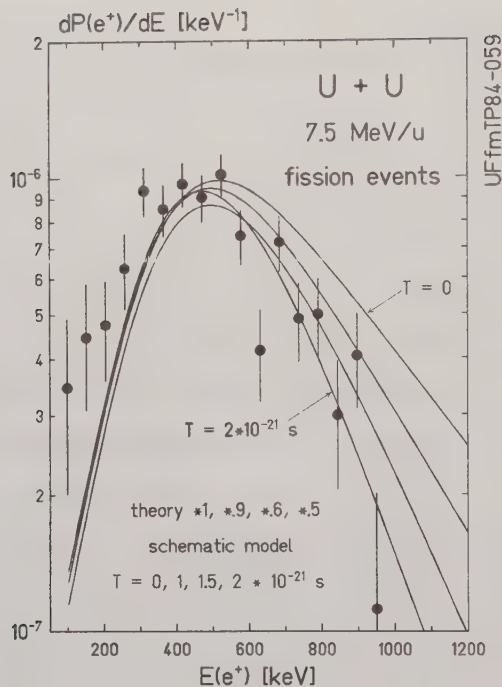


Abb. 7.25: Experimentell vermessenes Positronenspektrum [Sen83a,Bac83] der tiefinelastischen $U + U$ - Streuung bei einer Einschubenergie von $E_{\text{Lab}} = 7.5 \text{ MeV/u}$. Die theoretischen Emissionswahrscheinlichkeiten sind im Rahmen des Schematischen Modells unter der Annahme nuklearer Verzögerungszeiten $T = 0, 1, 1.5$ und $2 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ für einen Stoßparameter $b = 6.9 \text{ fm}$ berechnet. Mit Hilfe von Skalierungsfaktoren (1, .9, .6 und .5) werden sie im Emissionsmaximum in etwa den experimentellen Daten angepaßt.

Eine 'mittlere' (s. Text) nukleare Verzögerungszeit von $\bar{T} \sim 2 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ scheint die experimentell bestimmte Steigung im höherenergetischen Bereich am besten zu reproduzieren, während bei kleinen Positronenenergien eine nicht geklärte Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment besteht.

An dieser Stelle wird ein Widerspruch der beiden unter gleichen Bedingungen gemessenen atomaren Spektren mit theoretischen Ergebnissen des Schematischen Modells deutlich: eine gute Beschreibung der Steigung des experimentellen δ -Elektronen-Spektrums führt zu 'mittleren' Zeiten $\bar{T} \sim 1 \cdot 10^{-21} \text{ s}$, das Positronenspektrum aber weist eher auf Zeiten $\bar{T} \sim 2 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ hin. Inwieweit sich dieser Widerspruch bei Verwendung der realistischeren nuklearen Reibungstrajektorien auflöst, soll im folgenden diskutiert werden.

Zur Integration der in Abschnitt 7.2 beschriebenen atomaren Spektren über den Stoßparameter gemäß Gl. (7.18) werden die Spaltwahrscheinlichkeit $w_f(b)$ in Form von Gl. (7.21) und die Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit $w_D(b) = 1$ verwendet. Abb. 7.26 zeigt die damit erzielten δ -Elektronen-Spektren für den

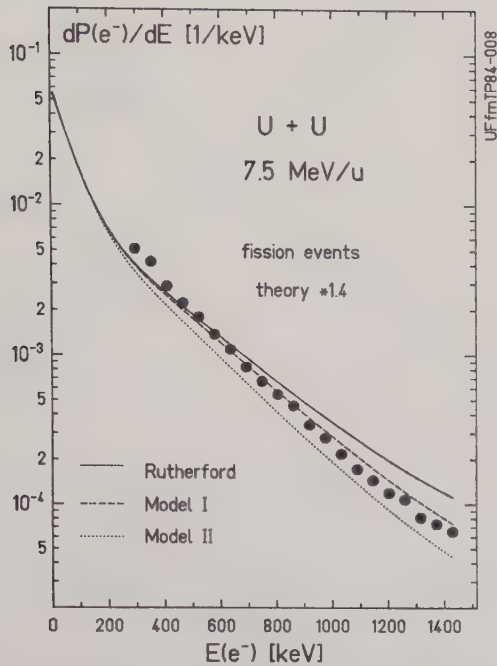
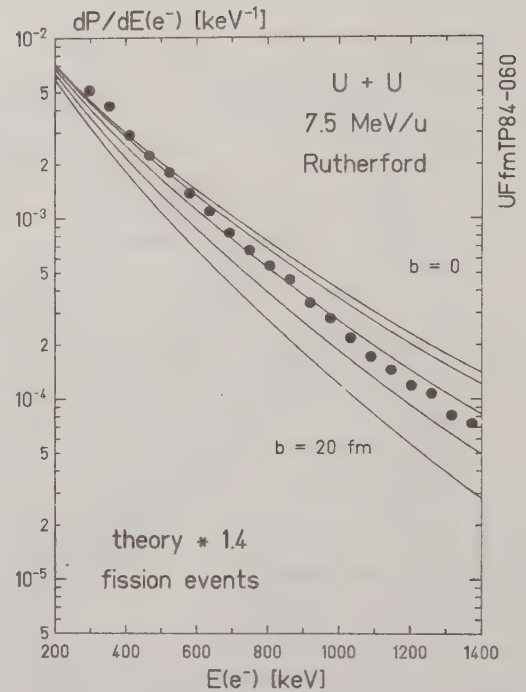


Abb. 7.26: Vergleich des experimentellen δ -Elektronen-Spektrums aus Abb. 7.24 [Sen83a, Bac83] mit den entsprechend Gl. (7.18) berechneten theoretischen Emissionswahrscheinlichkeiten für die beiden nuklearen Reibungsmodelle I und II sowie für die Rutherford-Kinematik. Die theoretischen Raten sind wie im Falle der elastischen $U + U$ -Streuung (Abb. 7.15) mit einem gemeinsamen Faktor 1.4 skaliert. Die Annahme einer Rutherford-Kinematik (durchgezogene Linien)

und somit die bewußte Vernachlässigung einer nuklearen Reaktionszeit vermag die Steigung der experimentellen Daten nicht zu reproduzieren. Erst durch die Berücksichtigung einer nuklearen Verzögerungszeit im Rahmen der Modelle I und II lassen sich in der Theorie steilere Spektren erzielen, wobei Modell II die experimentell bestimmte Steigung zwar exzellent beschreibt, die Absolutwerte jedoch erst nach einer Skalierung mit einem Faktor ~ 2 reproduziert werden. In [MüU84].

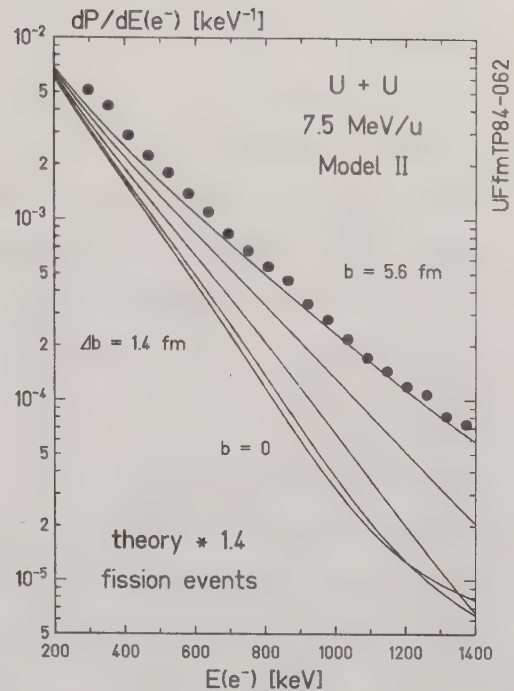
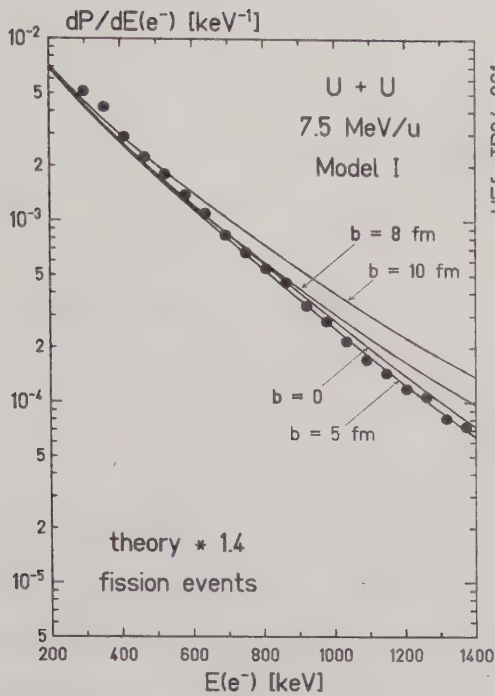
Fall gewöhnlicher Rutherford-Kinematik mit anschließendem sequentiellen Aufbruch (durchgezogene Kurven), sowie für den Fall der nuklearen Reibungsmodelle I (gestrichelt) und II (punktiert). Die theoretischen Werte sind um den aus der elastischen Streuung desselben Systems (Abb. 7.15) bekannten Faktor 1.4 hochskaliert. Die [Sen83a, Bac83] entnommenen experimentellen Daten der Koinzidenzmessung zu Spaltereignissen weisen einen wesentlich steileren Verlauf auf als das δ -Elektronen-Spektrum elastischer Streuung. Ohne die Annahme einer nuklearen Kontaktzeit würde man ein umgekehrtes Verhalten erwarten. Deshalb verläuft das theoretische δ -Elektronen-Spektrum gewöhnlicher Rutherford-Kinematik auch wesentlich

Abb. 7.27: Das experimentelle δ -Elektronen-Spektrum der tiefinelastischen 7.5 MeV/u - U + U - Streuung [Sen83a, Bac83] im Vergleich mit den theoretischen stoßparameterabhängigen Anregungsraten nach einer Skalierung mit 1.4 (vgl. Abb. 7.15). - **Teil a:** Die Steigung der theoretischen, unter der Annahme einer Rutherford-Kinematik berechneten Spektren stimmt erst für periphere Stöße ($b \gtrsim 20$ fm) mit dem experimentellen Wert überein, die Spektren zentraler Kollisionen ($b = 0 \dots (\Delta b = 5$ fm) $\dots 15$ fm) zeigen dagegen einen wesentlich flacheren Verlauf. - **Teil b:** Im Rahmen von Modell I scheinen die Emissionsraten zu zentralen Stoßparametern $b = 0 \dots 5$ fm gut mit dem Experiment übereinzustimmen, die im Faltungsintegral Gl. (7.18) stark gewichteten peripheren Stoßparameter (vgl. $b = 8$ fm



flacher als die in Abb. 7.26 ebenfalls gezeigten Meßergebnisse. Aber auch δ -Elektronen gemäß Modell I geben die experimentell bestimmte Steigung nicht gut wieder, obwohl die absoluten Zahlen mit dem hier verwendeten Skalierungsfaktor des elastischen Streukanals hinreichend gut beschrieben werden. Würde man andererseits statt mit 1.4 mit 2 skalieren, dann würden Experiment und die nach Modell II berechnete Theorie exakt aufeinander passen; doch: warum sollte die Normierung für inelastische Streuprozesse eine andere sein als für elastische Streuung? Eventuell ist der Grund für diese Diskrepanz auch in der untersuchten, entsprechend Modell II berechneten Kinematik zu finden.

In Abb. 7.27 ist noch eine andere Art des Vergleichs zwischen Experiment und Theorie gewählt: Neben den experimentellen Daten sind die theoretischen, stoßparameterabhängigen δ -Elektronen-



und $b = 10$ fm) fallen dagegen zu schwach ab. - **Teil c:** Unter der Annahme von Modell II besitzen die Spektren zentraler Stöße ($b = 0 \dots (\Delta b = 1.4$ fm) $\dots 4.2$ fm) eine zu große Abfallkonstante, die peripheren Stöße (vgl. $b \sim 5.6$ fm) führen dagegen zu einer guten Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

Spektren aufgetragen. Teil a zeigt sie für die Rutherford'sche Streukinetik, Teil b für Modell I und c für Modell II. Spektren peripherer Stöße stimmen eindeutig besser mit den experimentellen Daten überein. (Dies hatte auch zunächst zu der Annahme geführt, daß $w_D(b)$ periphere Stoßparameter auszeichnet - im Gegensatz dazu stehen jedoch die späteren Monte-Carlo-Rechnungen von U. Gollerthan [Gol83].) Dies gilt besonders für die Spektren nach Modell II, die für $\ell = 0, 100 \hbar, \dots, 400 \hbar$ ($100 \hbar \sim 1.4$ fm) dargestellt sind. 'Rutherford-Spektren' weisen im selben Stoßparameterbereich ($b = 0 \dots 15$ fm) eine ganz andere Steigung auf, wie man bereits aus Abb. 7.26 vermuten konnte, und stimmen erst für $b \sim 20$ fm wieder mit der experimentell bestimmten Steigung überein.

Im folgenden wollen wir kurz diskutieren, ob und inwieweit mit Hilfe einer Veränderung der Fermikante, die bisher auf $F = 3s\sigma$,

$4p_{\frac{1}{2}}\sigma$ festgelegt war, eine bessere Übereinstimmung bezüglich der δ -Elektronen-Spektren erzielt werden kann. Abb. 7.26 konnten wir entnehmen, daß die mit einem Faktor 2 skalierten theoretischen Werte des Modells II die experimentellen Daten sehr gut beschreiben würden; Spektren elastischer Stöße stimmen jedoch nach einem Skalieren mit 1.4 sehr gut überein. Man könnte vermuten, daß sich durch Heraufsetzen der Fermikante auf $F = 4$ (also $F = 4s\sigma, 5p_{\frac{1}{2}}\sigma$) ein gemeinsamer Skalierungsfaktor finden läßt, etwa, indem die 'turbulenteren' inelastischen Stöße relativ mehr der zusätzlich vorhandenen $4s\sigma$ - und $5p_{\frac{1}{2}}\sigma$ -Elektronen emittierten als die elastischen Stöße. Leider profitierten jedoch beide Arten von Stößen in gleicher Weise durch eine Erhöhung der δ -Elektronen-Emissionsrate um weniger als 10%. Dies bedeutet natürlich gleichzeitig, daß hierdurch die bereits für elastische Streuung benötigten 40% nicht herbeidiskutiert werden können. Eine Berücksichtigung noch höherer anfänglich besetzter Zustände (also $F = 5, 6, \dots$) würde allenfalls die Emissionswahrscheinlichkeiten niederenergetischer δ -Elektronen beeinflussen, nicht jedoch den hochenergetischen Bereich.

Weiterhin wurde überprüft, inwieweit ein Vernachlässigen der bislang berücksichtigten Elektronenabschirmung von Nutzen ist. In [Reu84] wird diskutiert, daß die hier verwendete adiabatische Approximation des TDHF-Formalismus die eine Grenzentwicklung zur Beschreibung des atomaren Streuproblems darstellt (vgl. Abschnitt 3.1). Die Vernachlässigung der Abschirmung der Elektronen untereinander, also die Betrachtung des Einteilchen-Problems im Feld der stoßenden Kerne, ist für sehr hohe Stoßenergien die andere, wahrscheinlich recht gute Näherung. Bei den hier diskutierten niedrigen Einschußenergien $E_{\text{Lab}} < 10 \text{ MeV/u}$ bewegt sich das Quasimolekül innerhalb dieser beiden Grenzfälle. Um also ein Gefühl für die mögliche Varianzbreite der Spektren zu erhalten, soll der Unterschied zu älteren Rechnungen im Rahmen der Coulomb-Potential-Näherung kurz aufgezeigt werden.

Wie bereits in [Reu84] dargestellt, führt die Vernachlässigung der elektronischen Abschirmung zu einem Absenken der Emissionsraten im niederenergetischen Bereich der δ -Elektronen-Spektren: Die gebundenen Elektronen besitzen höhere Bindungsenergien, der Übergang ins obere Kontinuum ist erschwert. Im hochenergetischen

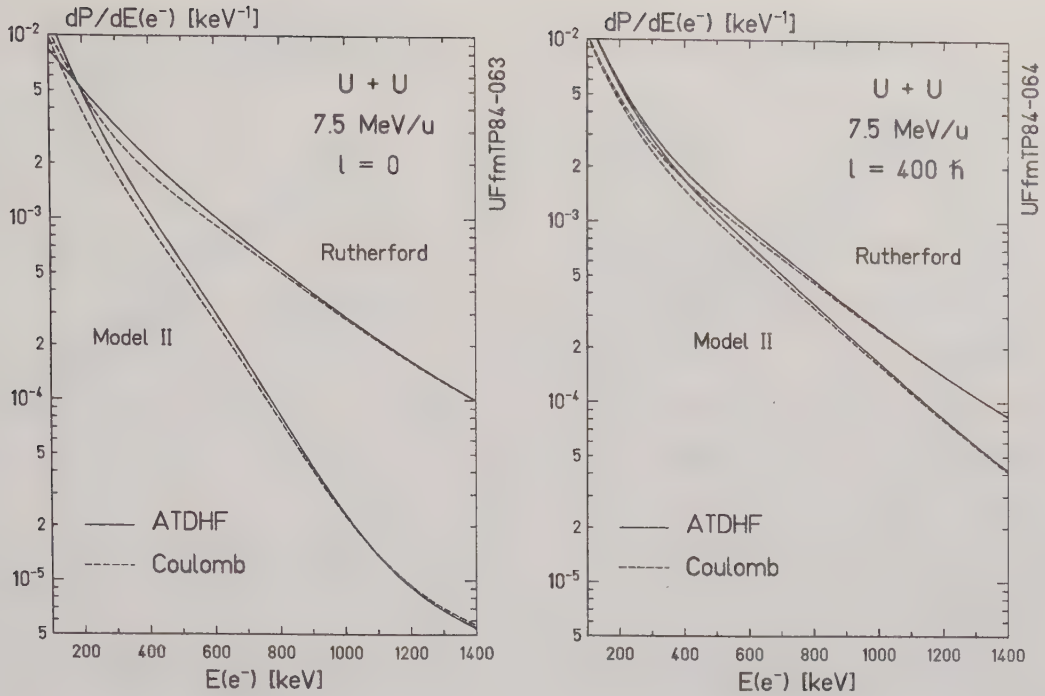


Abb. 7.28: Die Auswirkungen einer Vernachlässigung des elektronischen Abschirmungspotentials V_e , Gl. (3.1), auf die δ -Elektronen-Spektren im $U + U$ - Stoß, $E_{Lab} = 7.5 \text{ MeV/u}$. Die aufgetragenen Anregungswahrscheinlichkeiten wurden im Rahmen des nuklearen Reibungsmodells II (untere Kurven) und unter der Annahme einer Rutherford-Streuung (obere Kurven) für die Eingangsdrehimpulse $l = 0$ (Teil a) und $l = 400 \hbar$ (Teil b) erzielt. Die Vernachlässigung der elektronischen Abschirmung führt im niederenergetischen Bereich der δ -Elektronen-Spektren aufgrund der Erhöhung der Übergangsenergie zwischen gebundenen und freien Elektronen-Zuständen zu einem Absenken der Emissionsraten. Im höherenergetischen Bereich ist die Wirkung des Abschirmpotentials dagegen nahezu vernachlässigbar, so daß Coulomb-Potential-Näherung und ATDHF-Approximation die gleichen Raten liefern. Die Spektren erscheinen deshalb in ATDHF-Approximation etwas steiler.

Bereich dagegen führt die Coulomb-Potential-Näherung zu nahezu keinen Modifikationen: der aufzubringende Energieübertrag ist bereits so groß, daß die Erhöhung der Bindungsenergie vernachlässigbar erscheint. Deshalb sind δ -Elektronen-Spektren im Rahmen des

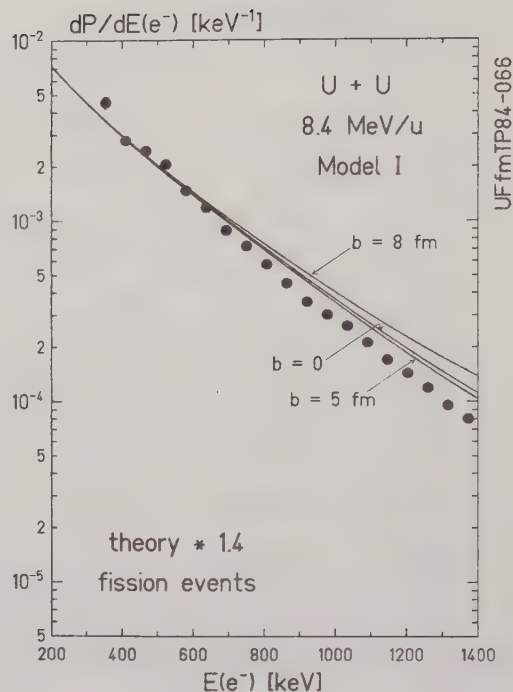
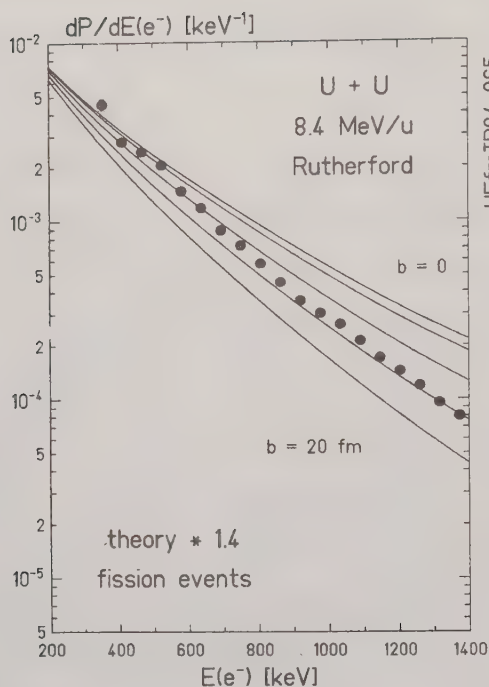
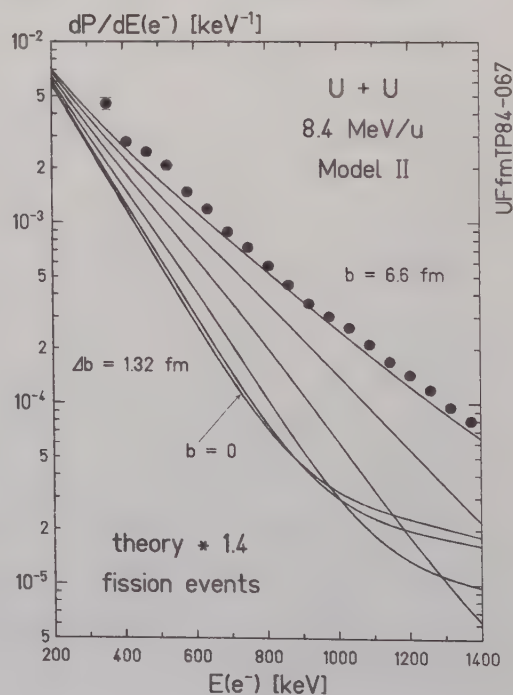


Abb. 7.29: Wie in Abb. 7.27, diesmal für eine Einschubenergie von $E_{\text{Lab}} = 8.4 \text{ MeV/u}$. Die theoretischen Wahrscheinlichkeiten sind erneut mit einem dem $U + U$ - Stoßsystem gemeinen Faktor 1.4 skaliert. - **Teil a** zeigt die stoßparameterabhängigen Spektren in Rutherford-Streuung zu $b = 0 \dots (\Delta b = 5 \text{ fm}) \dots 20 \text{ fm}$, **Teil b** die zu Modell I ($b = 0, 5 \text{ fm}$ und 8 fm) und **Teil c** die im Rahmen von Modell II ($b = 0 \dots (\Delta b = 1.32 \text{ fm}) \dots 6.6 \text{ fm}$) berechneten Raten. Die experimentellen Daten sind [Sen83a, Bac83] entnommen.



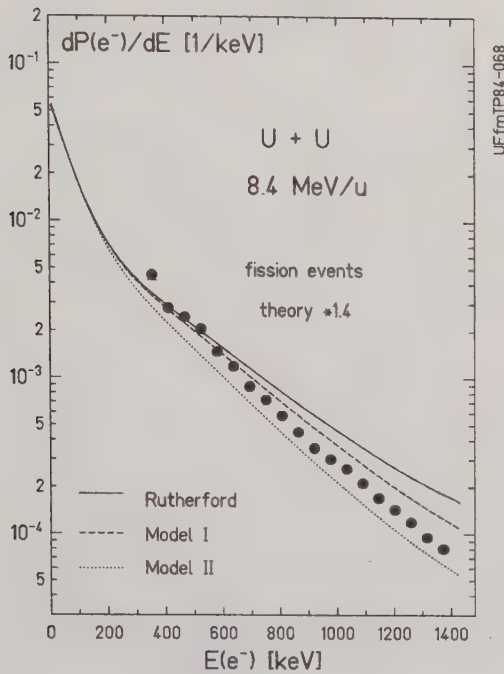
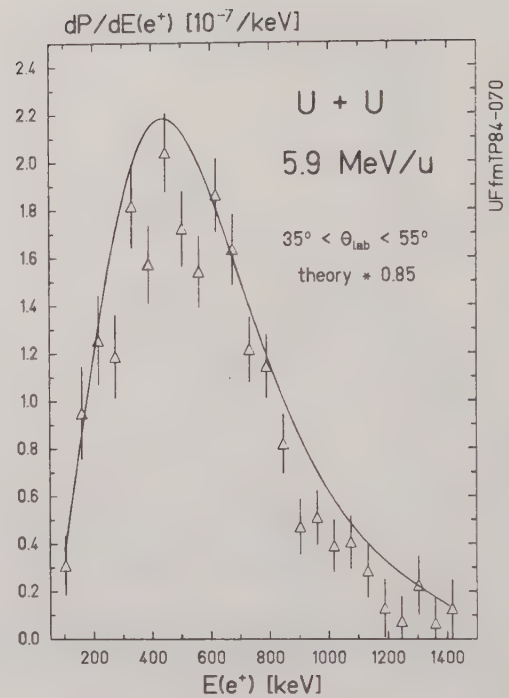


Abb. 7.30: Vergleich der experimentell vermessenen δ -Elektronen-Raten [Sen83a,Bac83] mit den entsprechend Gl. (7.18) gefalteten theoretischen Emissionswahrscheinlichkeiten im 8.4 MeV/u - U + U - Stoß. Die theoretischen Werte sind, wie im Falle der elastischen U + U - Streuung (Abb. 7.15), mit einem gemeinsamen Faktor 1.4 skaliert. Die Steigung der experimentellen Daten läßt sich im Rahmen von Modell II reproduzieren, Modell I sowie die Annahme einer Rutherford-Kinematik führen dagegen zu einem deutlichen Unterschätzen der spektralen Abfallkonstanten.

ATDHF-Formalismus steiler (Abb. 7.28), eine Vernachlässigung der elektronischen Abschirmung würde also keinesfalls zu einer verbesserten Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie führen. In Abb. 7.28 ist dies für zwei Stoßparameter ($\ell = 0$ und $\ell = 400$ h) im U + U - Stoß, $E_{\text{Lab}} = 7.5$ MeV/u, $F = 3$, dargestellt. Verglichen werden jeweils für Rutherford-Kinematik und nukleare Trajektorien (Modell II) δ -Elektronen-Spektren in Coulomb-Potential-Näherung (gestrichelt) und unter Berücksichtigung der elektronischen Abschirmung im Rahmen des ATDHF-Formalismus. Spektren zu Modell I weisen qualitativ dieselben Veränderungen auf.

Nachdem die δ -Elektronen-Spektren zur Einschußenergie $E_{\text{Lab}} = 7.5$ MeV/u ausführlich diskutiert worden sind, sollen die Daten zu $E_{\text{Lab}} = 8.4$ MeV/u nur kurz besprochen werden. Wiederum sind in Abb. 7.29 die stoßparameterabhängigen Emissionsspektren aufgetragen, Teil a zeigt sie für die Rutherford-Streukinematik ($b = 0$,

Abb. 7.31: Positronenerzeugungsrate im 5.9 MeV/u - U + U - Stoß als Funktion der kinetischen Positronenenergie E_e^+ . Die elastisch gestreuten Urkerne werden nach dem Stoß in einem Winkelfenster $\theta_{Lab} = 45^\circ \pm 10^\circ$ nachgewiesen. Die mit einem Faktor .85 skalierten theoretischen Wahrscheinlichkeiten sind mit Meßwerten von H. Backe et al. [Sen83a, Bac83] verglichen.



5 fm, ..., 20 fm), Teil b für Kernreaktionen nach Modell I ($b = 0$, 5 fm und 8 fm) und Teil c für Trajektorien gemäß Modell II zu $\ell = 0$, 100 $\hbar$, ..., 500 $\hbar$ (100 $\hbar \equiv 1.32$ fm). Erneut stimmen die experimentellen Daten gut mit dem theoretischen Spektrum peripherer Stöße des Modells II überein; derselbe Stoßparameterbereich führt dagegen bei Rutherford-Streuung zu einem wesentlich flacheren exponentiellen Abfall. Aber auch Modell I gibt die experimentell bestimmte Steigung der Spektren nur schlecht wieder.

Abb. 7.30 zeigt für alle drei (nuklearen) Streumodelle (Rutherford, Modell I und Modell II) die entsprechend Gl. (7.18) integrierten und mit 1.4 skalierten δ -Elektronen-Spektren. Erwartungsgemäß stimmen die Schlußfolgerungen qualitativ mit denen zu Abb. 7.26 überein: das 'Rutherford-Spektrum' verläuft wesentlich zu flach; dies gilt gleichermaßen auch für das Spektrum gemäß Modell I. Selbst bezüglich der absoluten Zahlen schneidet bei der hier diskutierten Einschußenergie von $E_{Lab} = 8.4$ MeV/u Modell I nun schlecht ab! Modell II stimmt hinsichtlich der Steigung sehr gut mit den experimentellen Daten überein, allerdings müßte auch hier ein anderer Skalierungsfaktor verwendet werden. Eine Eichung des

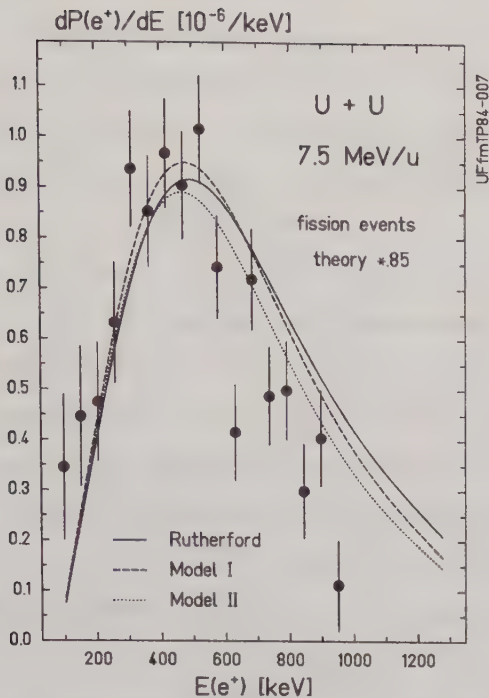


Abb. 7.32: Wie in Abb. 7.26, diesmal für die Positronenspektren der tiefinelastischen 7.5 MeV/u - U + U - Streuung. Verglichen werden erneut experimentelle Daten aus [Sen83a, Bac83] mit den um 15% reduzierten theoretischen Emissionsraten entsprechend der beiden nuklearen Reibungsmodelle I und II sowie unter der Annahme einer Rutherford-Kinematik auch für Stoßparameter $b < b_{gr}$. Die Spektren der drei verwendeten Modelle haben im hochenergetischen Bereich allesamt einen wesentlich

flacheren Verlauf als die experimentellen Daten, was auf eine größere 'mittlere' Verzögerungszeit im Experiment hinzudeuten scheint. Man beachte allerdings die Größe der experimentellen Fehlerbalken sowie die Problematik einer genauen Kenntnis des zu subtrahierenden Untergrundes nuklear verursachter Positronen. In [MüU84].

Skalierungsfaktors für elastische Streuung dieser Energie war mangels experimenteller Daten nicht möglich.

H. Backe und Mitarbeiter [Bac83, Sen83a] haben unter denselben experimentellen Bedingungen auch Positronenspektren für das Stoßsystem U + U (sowie für U + Cm) bei verschiedenen Einschußenergien vermessen. Abb. 7.31 vergleicht die Positronenproduktionsraten elastischer U + U - Streuung bei einer Einschußenergie von 5.9 MeV/u [Bac83, Sen83a] mit den theoretischen Werten für das experimentelle Winkelfenster $\theta_{Lab} = 45^\circ \pm 10^\circ$. Bei der Integration der theoretischen, stoßparameterabhängigen Spektren gemäß Gl. (6.6) wird der Symmetrisierungsfaktor $f = 1$ gesetzt; die theoretischen Emissionswahrscheinlichkeiten sind mit einem Skalierungsfak-

tor von $\sim .85$ multipliziert. Als Referenzspektrum zur Eichung der Skalierungskonstanten dient hierbei (und im folgenden) das Positronenspektrum inelastischer 7.5 MeV/u U + U - Stöße, Abb. 7.32. (Frühere Rechnungen im Rahmen der Coulomb-Potential-Näherung, also unter Vernachlässigung der elektronischen Abschirmung, führten dagegen beim Vergleich mit 1981 publizierten Daten [Bac81] zu einem Skalierungsfaktor von $\sim 2/3$, vgl. auch unten.)

Zur in diesem Zusammenhang wichtigen Frage der Absolutwerte der experimentellen atomaren Positronenspektren schreibt P. Senger [Sen83a] von einem möglichen Fehler von bis zu $\sim 15\%$, der 'Abzug des nur auf etwa 10% genau bekannten Untergrundes vergrößert die Unsicherheit'. So kann sich z.B. 'eine 20%-ige Änderung des Untergrundes bei 1 MeV als 50%-ige Änderung der atomaren Positronen-Intensität an dieser Stelle auswirken.' Diese Unsicherheiten sind vor allem im hochenergetischen Bereich der Spektren inelastischer U + U - Streuung zu beachten.

Die bei 7.5 MeV/u Einschußenergie in Koinzidenz zu Spalt ereignissen gemessenen Positronen sind in Abb. 7.32 zusammen mit theoretischen Ergebnissen der drei (nuklearen) Streumodelle (Rutherford-Kinematik (durchgezogene Linie), Modell I (gestrichelt) und Modell II (punktirt)) aufgetragen. Alle drei haben im hochenergetischen Bereich einen wesentlich flacheren Verlauf als das experimentelle Spektrum, was auf eine im Vergleich zu den Verzögerungszeiten der Modelle noch größere mittlere Reaktionsdauer im Experiment hinzudeuten scheint. Allerdings sollte hier nochmals betont werden, daß der hochenergetische Bereich des Spektrums durch die ungenaue Kenntnis des zu subtrahierenden Untergrunds besonders unsicher ist. Ein Indiz hierfür: Die Auswertung der experimentellen Rohdaten ergibt für Positronenenergien $E_e^+ \gtrsim 1000$ keV teilweise wieder höhere Wahrscheinlichkeiten als für $E_e^+ \sim 950$ keV [Sen83b]. Allerdings übersteigt für einige Zwischenwerte der angenommene Untergrund auch die experimentelle Gesamtrate an Positronen. In der Tendenz jedenfalls können die theoretischen Ergebnisse die Meßraten nicht beschreiben.

Der von den δ -Elektronen-Spektren her schon gewohnte Vergleich des experimentellen Spektrums mit stoßparameterabhängigen theoretischen Emissionswahrscheinlichkeiten ist in Abb. 7.33 aufgetragen,

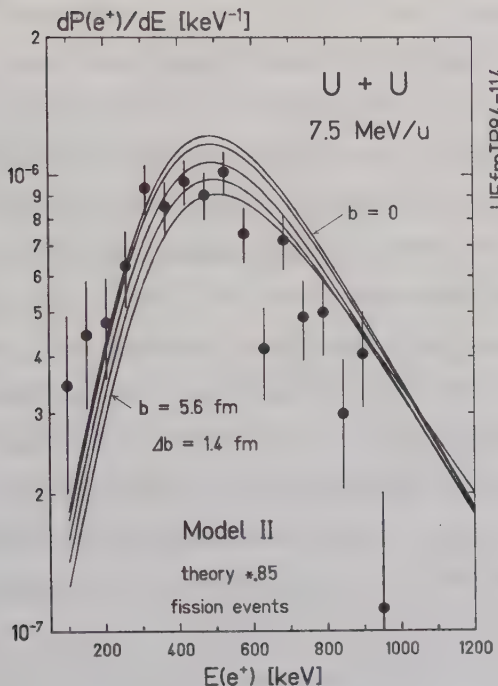
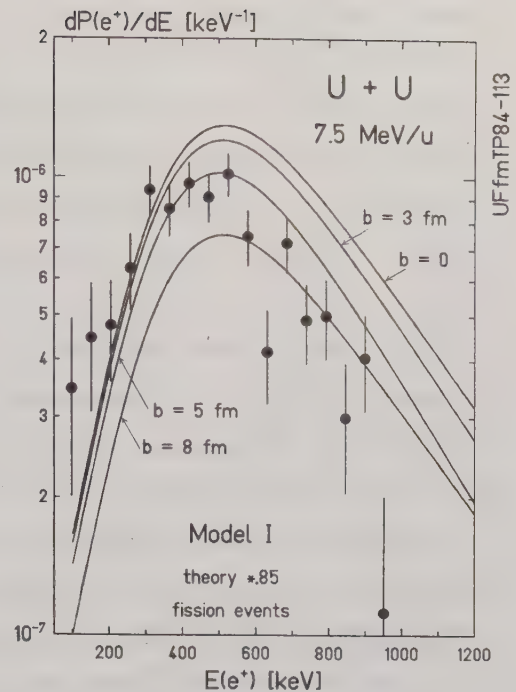
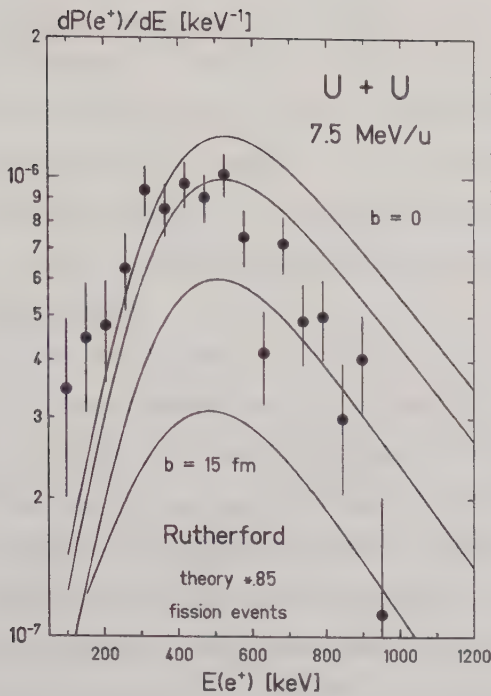


Abb. 7.33: Vergleich der stoßparameterabhängigen theoretischen Positronenspektren mit den experimentellen Positronenraten aus Abb. 7.32 [Sen83a, Bac83]. Die theoretischen Wahrscheinlichkeiten sind erneut um 15% herunterskaliert. Während die Annahme einer Rutherford-Kinematik in Teil a für alle Stoßparameter ($b = 0, 5 \text{ fm}, 10 \text{ fm}$ und 15 fm) zu einem wesentlich flacheren Verlauf als im Experiment führt, zeigt sich bei Berücksichtigung einer nuklearen Reaktionszeit in den

Modellen I (Teil b; $b = 0, 3 \text{ fm}, 5 \text{ fm}$ und 8 fm) und II (Teil c; $b = 0 \dots (\Delta b = 1.4 \text{ fm}) \dots 5.6 \text{ fm}$) für ausgewählte Stoßparameterbereiche eine bessere Übereinstimmung.

in Teil a für die Rutherford-Streuung, in Teil b für Trajektorien nach Modell I und in Teil c für solche nach Modell II. Die Positronenspektren der gewöhnlichen Rutherford-Streuung besitzen offensichtlich einen wesentlich zu flachen Abfall, während bei Annahme von Modell I die peripheren Stöße ($b \sim 5 \text{ fm}$) die Steigung im hochenergetischen Bereich des Spektrums schon besser repräsentieren. Das gleiche gilt für die zentralen Stöße des Modells II, in beiden Fällen allerdings mit Ausnahme des experimentellen Datenpunktes bei $E_e^+ \sim 950 \text{ keV}$. (Natürlich fragt man sich, warum ausgerechnet dieser Stoßparameterbereich bei der Vermessung atomarer Positronenproduktion in tiefinelastischen $U + U -$ Stößen dominieren sollte, ganz im Gegensatz auch zu unseren Thesen bezüglich der δ -Elektronen-Emission.) Offensichtlich läßt sich aus einem Vergleich der theoretischen Spektren mit den experimentellen Wahrscheinlichkeiten aufgrund der großen Fehlerbalken keine endgültige Schlußfolgerung ziehen. Dazu fluktuieren die experimentellen Punkte zu stark. Bevor wir jedoch zu einer abschließenden Wertung dieser Sachverhalte kommen, wollen wir noch kurz einige weitere Fragen zur Positronenerzeugung diskutieren.

Wie bereits bei der Diskussion der δ -Elektronen-Spektren wird der Einfluß einer erhöhten Fermikante, $F = 4$, auch für die Positronenspektren untersucht. Dies erschien in zweifacher Hinsicht sinnvoll: Ein Heraufsetzen der Fermikante würde ebenso zu einer vermehrten δ -Elektronen-Emission führen (die obige Diskussion zeigte allerdings, daß eine Erhöhung um die entsprechend dem Experiment notwendigen 40% nicht zustande kommt) wie zu einer Verminderung der Positronenproduktionsraten. In den integralen Positronenspektren nach Gl. (7.18) bewirkt die Änderung von $F = 3$ auf $F = 4$ allerdings lediglich ein Herabsenken um $\sim 8\%$ im Emissionsmaximum, $E_e^+ \sim 400 - 500 \text{ keV}$. Die globale Form der Spektren, insbesondere der exponentielle Abfall im hochenergetischen Bereich, bleibt dagegen unverändert.

Der Einfluß der hier gewählten adiabatischen Approximation des TDHF-Formalismus auf die Positronenspektren, im Gegensatz zur früher verwendeten Coulomb-Potential-Näherung, besteht einerseits in einer integralen Absenkung der Erzeugungswahrscheinlichkeiten, andererseits in einer Verschiebung des Emissionsmaximums von $E_e^+ \sim$

500 keV um ca. 50 keV hin zu kleineren Positronenenergien. Mit $\sim 11\%$ im Emissionsmaximum des Positronenspektrums (vgl. Abschnitt 3.2) führt der erste Effekt zu der Notwendigkeit einer Skalierung mit nur noch $\sim .85$, statt eines zur Interpretation früherer experimenteller Spektren [Bac81] notwendigen Skalierungsfaktors von $\sim 2/3$. Der zweite Effekt führt zu einer vorzüglichen Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment bezüglich der Lage des Wahrscheinlichkeitsmaximums (vgl. auch [MüU84, Sof83a,b]).

Entsprechende Ergebnisse zur Positronenemission des $U + U$ -Stoßsystems bei der höheren Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 8.4 \text{ MeV/u}$ sind in Abb. 7.34 stoßparameterabhängig dargestellt. Teil a zeigt Resultate bei Annahme einer Rutherford-Kinematik, Teil b für Modell I und Teil c wiederum bezüglich Modell II - jeweils im Vergleich zu experimentellen Daten [Sen83a,Bac83]. Sämtliche theoretischen Kurven sind mit $\sim .85$ skaliert. Bereits aus dem in Abb. 7.34a erfolgten Vergleich wird deutlich, daß die Vernachlässigung einer nuklearen Reaktions- oder Verzögerungszeit im Rahmen der Rutherford'schen Streukinematik zu keiner sinnvollen Reproduktion des Experiments führt. Dagegen bietet der Vergleich mit den Spektren der beiden nuklearen Streumodelle I [Bir79] und II [Sch78] für diese Einschußenergie (8.4 MeV/u) eine wesentlich bessere Übereinstimmung bezüglich der experimentellen Steigung, sofern man bestimmte Stoßparameterbereiche ($b \sim 7 \text{ fm}$ für Modell I bzw. $b \sim 0$ bis $b \sim 5 \text{ fm}$ für Modell II) willkürlich herausgreift.

Die gemäß Gl. (7.18) berechneten integralen Spektren sind in Abb. 7.35 dargestellt. Die für die Einschußenergie von 7.5 MeV/u deduzierte Skalierungskonstante von $\sim .85$ ist hier beibehalten worden, obwohl die experimentellen Erzeugungsraten im Maximum des Positronenspektrums nur sehr schlecht wiedergegeben werden. Sowohl die Kinematik einer Rutherford-Streuung als auch Modell I führen zu einem wesentlich zu flachen Abfall im hochenergetischen Bereich des Positronenspektrums. Obwohl in der Tendenz richtiger, genügt jedoch auch Modell II noch nicht dem Vergleich mit den experimentellen Daten.

In Abb. 7.36 sind sämtliche Daten [Bac83,Sen83a] zur Positronenerzeugung in $U + U$ -Stößen nochmals gesammelt:

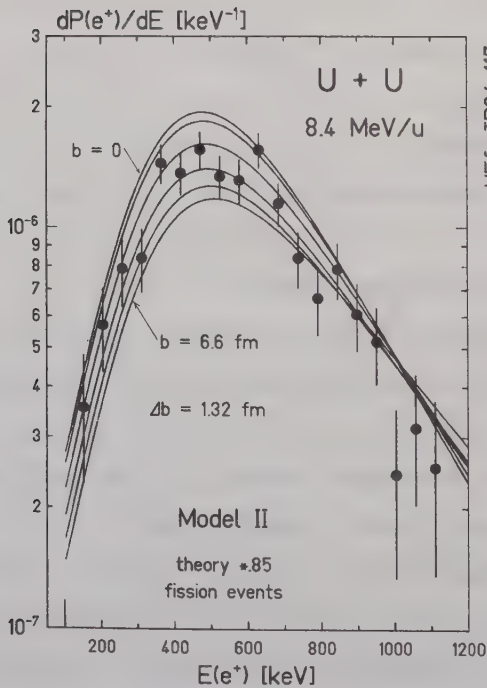
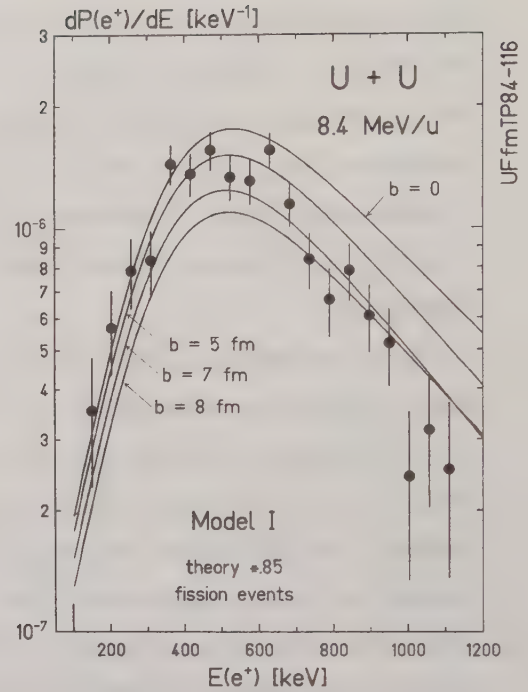
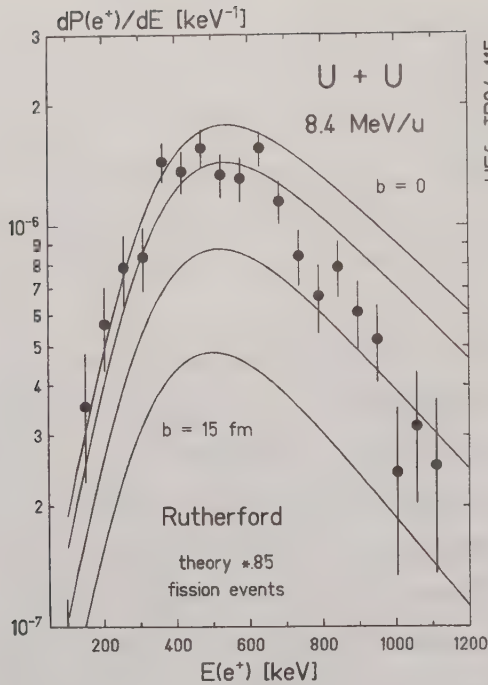


Abb. 7.34: Wie in Abb. 7.33, diesmal allerdings für eine Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 8.4 \text{ MeV/u}$. Die experimentell bestimmte Steigung wird von den Spektren einzelner Stoßparameterbereiche recht gut reproduziert, so von $b \approx 7 \text{ fm}$ im Rahmen von Modell I und von $b < 4 \text{ fm}$ bei Verwendung von Modell II. Die Schlußfolgerungen aus Abb. 7.33 behalten somit ihre Gültigkeit. - Die Spektren folgender Stoßparameter sind aufgetragen: für die Rutherford-Streuung (Teil a) $b = 0, 5 \text{ fm}, 10 \text{ fm}$ und 15 fm ; für Modell I (Teil b) $b = 0, 5 \text{ fm}, 7 \text{ fm}$ und 8 fm ; sowie für Modell II (Teil c) $b = 0 \dots (\Delta b = 1.32 \text{ fm}) \dots 6.6 \text{ fm}$.

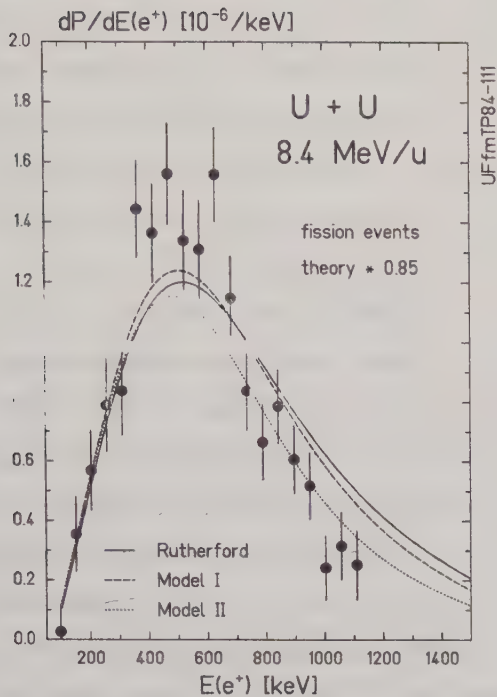


Abb. 7.35: Entspricht Abb. 7.32, allerdings für die höhere Laborenergie von 8.4 MeV/u. Die theoretischen Wahrscheinlichkeiten sind mit dem gemeinsamen Faktor .85 aus Abb. 7.32 herunterskaliert, dies führt zu einem Unterschätzen der experimentellen Daten [Sen83a,Bac83] um $\sim 20\%$ im Maximum. Eine Interpretation des Experiments im Hinblick auf die, nach der Skalierung gut wiedergegebene höherenergetische Flanke, scheint aufgrund der großen experimentellen Fehlerbalken allerdings

nicht möglich. Paßt man dagegen die theoretischen Werte den experimentellen Daten nahe dem Emissionsmaximum an, dann deutet der steilere experimentelle Abfall im höherenergetischen Bereich des Spektrums auf eine größere 'mittlere' Reaktionsdauer hin.

- (i) Für die elastische Streuung bei einer Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 5.9 \text{ MeV/u}$ in das Winkelfenster $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ \pm 10^\circ$. Die theoretischen Werte sind unter der Annahme einer gewöhnlichen Rutherford-Streuung in das betreffende Winkelfenster berechnet.
- (ii) Für die inelastische Streuung (d.h. Koinzidenz zu Spaltprodukten im Detektor-Winkelfenster) bei den Einschußenergien von 7.5 MeV/u und 8.4 MeV/u. (Letztere sind zur besseren Unterscheidung mit einem gemeinsamen Faktor 3 multipliziert.) Die theoretischen Kurven zeigen die entsprechend Gl. (7.18) integrierten Wahrscheinlichkeiten (mit $w_f(b)$ aus Gl. (7.21) und $w_D = 1$) unter der Annahme einer sequentiellen Spaltung bei großen internuklearen Abständen [Got79,Glä79,82,Har82] für die Rutherford-Kinematik (durchgezogene Linien) und die nuklearen Reibungsmodelle I (gestrichelt) und II (punktirt).

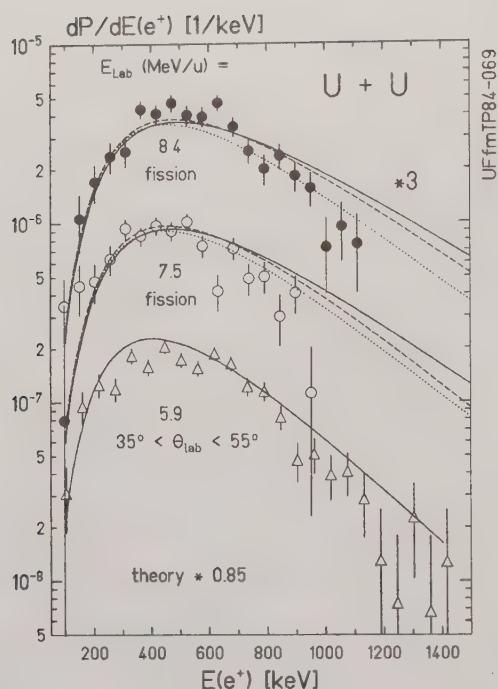


Abb. 7.36: Zusammenfassende, logarithmische Darstellung der drei Abbildungen 7.31, 7.32 und 7.35. Die experimentellen Daten [Sen83a,Bac83] zur elastischen $U + U$ - Streuung bei $E_{Lab} = 5.9$ MeV/u in das Winkelfenster $\theta_{Lab} = 45^\circ \pm 10^\circ$ (Δ) und zur tiefinelastischen $U + U$ - Reaktion bei Einschubenergien von $E_{Lab} = 7.5$ MeV/u ($\circ$) und 8.4 MeV/u ($\bullet$) werden verglichen mit den, um 15% reduzierten theoretischen Positronenerzeugungsraten der drei diskutierten (Reaktions-) Modelle {Rutherford-Kinematik (durchgezogene Linien), Modell I [Bir78,79] (gestrichelt) und Modell II [Sch78] (punktiert)}. Experimentelle und theoretische Werte zur Einschubenergie von 8.4 MeV/u sind mit einem gemeinsamen Faktor 3 multipliziert, um die Unterscheidung zu den 7.5 MeV/u - Daten zu gewährleisten. - Die Verwendung einer E_{Lab} -abhängigen Skalierung scheint nötig. Die Steigung der experimentellen Daten zur elastischen 5.9 MeV/u - $U + U$ - Streuung wird von der Theorie reproduziert, dagegen scheint zur Beschreibung der 'tiefinelastischen Daten' die Einführung größerer nuklearer Reaktionszeiten nötig zu sein. In [MüU84].

Sämtliche theoretischen Werte sind mit einem gemeinsamen Skalierungsfaktor von $\sim .85$ multipliziert. Es deutet sich jedoch an (vgl. auch Abb. 7.31 und 7.35), daß die Wahl einer energie- (E_{Lab} -) abhängigen Skalierung notwendig ist, wobei deren Ursprung (experimentell oder theoretisch) noch unbekannt ist. Konzentriert man sich deshalb auf die im logarithmischen Plot deutlich zu erkennenden Steigungen im hochenergetischen Bereich der Spektren, dann wird das in elastischer 5.9 MeV/u - Streuung gemessene Spektrum sehr

gut reproduziert. Die Positronendaten der Spaltereignisse zeigen eindeutig den Einfluß einer zeitlichen Verzögerung während des Reaktionsprozesses, so daß die während einer Rutherford-Streuung im Bereich $b \lesssim 10$ fm erzeugten Positronenspektren einen wesentlich zu flachen Verlauf besitzen. Eine Vergrößerung der Reaktionsdauer über Modell I zu Modell II führt somit zu einer tendenziell besseren Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

Die bereits im Rahmen des Schematischen Modells (Abb. 7.24 und 7.25) diskutierte Diskrepanz zwischen den experimentellen δ -Elektronen- und den Positronendaten bleibt also auch bei Annahme eines nuklearen Reaktionsmodells (hier [Bir79] und [Sch78]) bestehen. Insgesamt gesehen erscheinen die experimentellen δ -Elektronen-Spektren zwar verlässlicher, vor allem im Hinblick auf die größeren Querschnitte und die damit verbundene wesentlich bessere Statistik (bei gleicher Strahlzeit). Sollten jedoch, insbesondere bei Verwendung des TORI-Transportsystems, neuere experimentelle Untersuchungen diese Tendenzen in beiden Typen von Spektren bestätigen, dann bedürfte es einer stärkeren Modifikation des nuklearen Reaktionsmodells, um zu einer konsistenten theoretischen Beschreibung der Daten zu gelangen. (In [Sch84] publizierte vorläufige Daten zur Positronenproduktion in elastischen und tiefinelastischen 8.4 MeV/u - U + U - Stößen, die von der Gruppe um R. Krieg und E. Kankleit mit Hilfe des TORI-Systems vermessen wurden, scheinen jedoch eine bessere Übereinstimmung mit theoretischen Werten aufzuweisen (Fig. 9 in [Sch84]): Die elastischen Daten werden sehr gut reproduziert, die Spektren inelastischer Streuung stimmen nach einer Skalierung mit .75 auch bezüglich der Steigung im hochenergetischen Bereich ($E_e^+ \gtrsim 500$ keV) vorzüglich mit Modell II - Emissionsspektren überein. Allerdings wurde bei diesem Vergleich die, für die Integration über den relevanten Stoßparameterbereich wichtige, Spaltwahrscheinlichkeit $w_f(b)$ konstant gehalten für $b \leq b_{gr} \sim 8.5$ fm; für Stoßparameter $b > b_{gr}$ wurde $w_f = 0$ angenommen. Verwendet man $w_f(b)$ gemäß Gl. (7.21), dann erhält man die in Abb. 7.35 und 7.36 dargestellten Spektren, die etwas flacher verlaufen.)

Die Charakterisierung des tiefinelastischen Schwerionenstoßes durch eine einzige Variable (hier die mittlere Verzögerungszeit $\bar{T}$)

stellt jedenfalls eine ungenügende Vereinfachung dar, wie es auch bereits der Vergleich der atomaren Emissionsspektren im Rahmen des Schematischen Modells (Abb. 7.24 und 7.25) bewiesen hat. Neben der Verzögerungszeit spielt die gesamte Kinematik ($R(t)$ und $\dot{R}(t)$) eine entscheidende Rolle. Dies ist natürlich auch bedingt durch die während des gesamten Stoßes auftretenden geänderten Interferenzen zwischen den Anregungsamplituden des einlaufenden und denen des auslaufenden Teils der Trajektorie.

Darum ist es von entscheidender Bedeutung, daß Informationen über den nuklearen Reaktionsprozeß anhand aller experimentell beobachtbaren (atomaren) Anregungsprozesse gesammelt werden. Denn die Betrachtung der δ -Elektronen-Spektren allein kann zu Schlußfolgerungen führen, die aufgrund einer verlässlichen Analyse der Positronendaten wieder in Frage gestellt werden müßten. Erst die gemeinsame Reproduktion von δ -Elektronen- und Positronenspektren, sowie die Erklärung der K-Loch-Erzeugungsraten in tiefinelastischen Stößen (Abschnitt 7.4), im Rahmen eines auch kernphysikalisch motivierten und abgesicherten Reaktionsmodells kann als eine letztendlich schlüssige Analyse angesehen werden. Dies scheint für die beiden hier untersuchten nuklearen Reibungsmodelle nicht der Fall zu sein. Dennoch soll im folgenden Abschnitt der Einfluß modifizierter Kerntrajektorien aus Abschnitt 7.1 auf die atomare K-Loch-Erzeugung diskutiert werden.

Dieser Aspekt atomarer Anregungen im Schwerionenstoß ist auch deshalb von besonderem Interesse, da die Ionisationswahrscheinlichkeiten experimentell zugleich in Abhängigkeit vom Q-Wert der Reaktion bestimmt wurden. Diesen Weg von der integralen Meßmethodik zur (zeitaufwendigeren) differentiellen Analyse der Anregungsprozesse sind neben Ch. Stoller, W. Wölfli, W. Meyerhof und Mitarbeitern [Sto83a,84,Mey84a,b] auch F. Güttner, W. Koenig et al. [Her82,Güt83] gegangen. Er erscheint unumgänglich, da die integralen Werte weniger Informationsgehalt besitzen als die zur Energiedissipation koinzidenten Daten. Innerhalb experimentell vernünftiger und realisierbarer Grenzen wäre es auf diese Weise möglich, nukleare Reaktionsmodelle nicht nur integral, sondern (idealisiert ausgedrückt) Stoßparameter für Stoßparameter zu untersuchen.

7.4 Die Erzeugung eines K-Loches - Theorie und Experiment

In exakt derselben Art und Weise, wie δ -Elektronen-Emission und Positronenproduktion durch eine modifizierte Kerntrajektorie beeinflusst werden, unterliegen auch die K-Loch-Erzeugungsraten einer Änderung. Bereits im Schematischen Modell konnte gezeigt werden [MüU80a,b], wie P_K als Funktion der Reaktionszeit T Oszillationen aufweist (vgl. dazu auch Abschnitt 4.3 und 5.2). Inwieweit zusätzliche Modifikationen bei der Berücksichtigung realistischerer nuklearer Trajektorien auftreten, soll in diesem Abschnitt untersucht werden. Verglichen werden wiederum Ergebnisse bezüglich der beiden Kernmodelle I und II aus Abschnitt 7.1 [Bir78,79,Sch78] sowie der gewöhnlichen Rutherford-Streuung zweier Punktteilchen für das Stoßsystem $U + U$ bei $E_{\text{Lab}} = 7.5 \text{ MeV/u}$.

Abb. 7.37 zeigt die Abhängigkeit der K-Loch-Erzeugungsraten vom Eingangsstoßparameter b ($100 \hbar = 1.4 \text{ fm}$). Die Wahrscheinlichkeiten sind hierbei auf '4' normiert, da in beiden Urankernen je zwei K-Löcher erzeugt werden können. Dazu ist im molekularen Bild sowohl die Ionisation beider $1s\sigma$ - als auch beider $2p_{1/2}\sigma$ -Zustände notwendig. Bei gewöhnlicher Rutherford-Streuung variiert $P_K(b)$ für Stoßparameter $b \leq 10 \text{ fm}$ in einer Spanne von $\lesssim 10\%$, und zwar zwischen ~ 1.63 für $b = 10 \text{ fm}$ und ~ 1.78 für $b = 0$. D.h.: die Locherzeugungsraten wachsen mit kleiner werdendem Stoßparameter.

Ein völlig anderer Effekt ist dagegen für Modell II zu beobachten: hier wächst die K-Loch-Rate zwar mit reduziertem Stoßparameter b ($b \gtrsim 6 \text{ fm}$) zunächst auch an (Abb. 7.37, linker Teil). Sobald die nuklearen Trajektorien vom Typ II jedoch merklich modifiziert sind, fällt $P_K(b)$ drastisch ab, nämlich um bis zu $\sim 60\%$ auf $P_K(b=0) \sim .67$. Derartig kleine Werte werden im Rahmen der gewöhnlichen Rutherford-Streuung erst für große Stoßparameter, $b > 40 \text{ fm}$, erreicht (vgl. rechter Abbildungsteil, Abb. 7.37).

Modell I liefert Abweichungen vom Rutherford'schen Verhalten bereits für $b \sim 7.5 \text{ fm}$: die K-Loch-Raten sinken dann bis auf ~ 1.45 für $b \sim 5 \text{ fm}$ ab, um anschließend für $b \rightarrow 0$ wieder auf ~ 1.53 anzuwachsen.

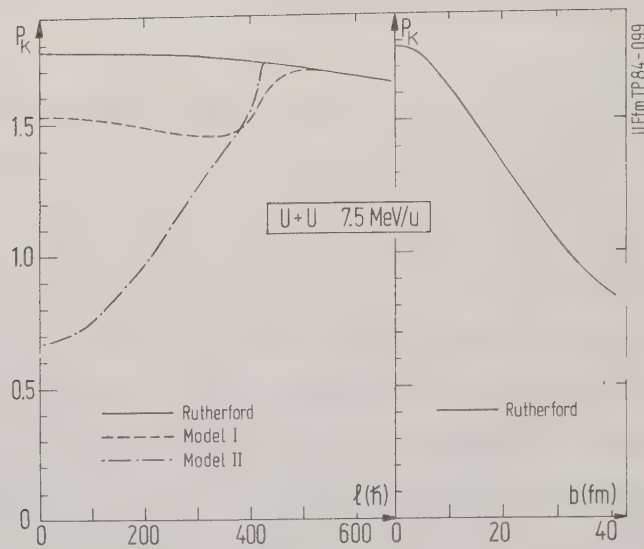


Abb. 7.37: K-Loch-Raten im symmetrischen Stoßsystem $U + U$ bei einer Einschußenergie von $E_{Lab} = 7.5 \text{ MeV/u}$, aufgetragen als Funktion des einlaufenden Drehimpulses l (links) bzw. des Stoßparameters b (rechts). Aufgrund der asymptotischen ($R \rightarrow \infty$) Nichtunterscheidbarkeit von Löchern im molekularen $1s\sigma$ - und im molekularen $2p_{\frac{1}{2}}\sigma$ -Zustand müssen beide Raten addiert werden, die Ionisationswahrscheinlichkeiten sind dementsprechend auf '4' normiert. - Beim Übergang von entfernteren Stößen zu zentralen Kollisionen steigt die K-Loch-Rate rapide an, um bei Stoßparametern $b \lesssim 5 \text{ fm}$ mit einer Ionisationswahrscheinlichkeit von $\sim 45\%$ zu saturieren (rechter Abbildungsteil). Für sehr zentrale Stöße ($b < b_{gr}$) stellt die Annahme einer Rutherford'schen Streukinetik eine schlechte Näherung dar, die Verwendung der nuklearen Reibungsmodelle I [Bir78,79] (gestrichelt) und II [Sch78] (strichpunktiert) führt zu einer signifikanten Reduzierung der berechneten K-Loch-Raten. Während im Rahmen von Modell I die Werte lediglich zwischen ~ 1.63 (für $b \sim 10 \text{ fm}$), ~ 1.45 ($b \sim 5 \text{ fm}$) und ~ 1.53 ($b \rightarrow 0$) variieren, fällt P_K im Rahmen von Modell II mit kleiner werdendem Stoßparameter b kontinuierlich ab, und zwar um bis zu $\sim 60\%$ auf $P_K(b=0) \sim .67$. Diese starke Reduzierung der Ionisationswahrscheinlichkeiten ist allerdings verknüpft mit hohen Energieverlusten, $Q < -250 \text{ MeV}$, so daß nukleare Spaltprozesse eine experimentelle Verifizierung verhindern werden.

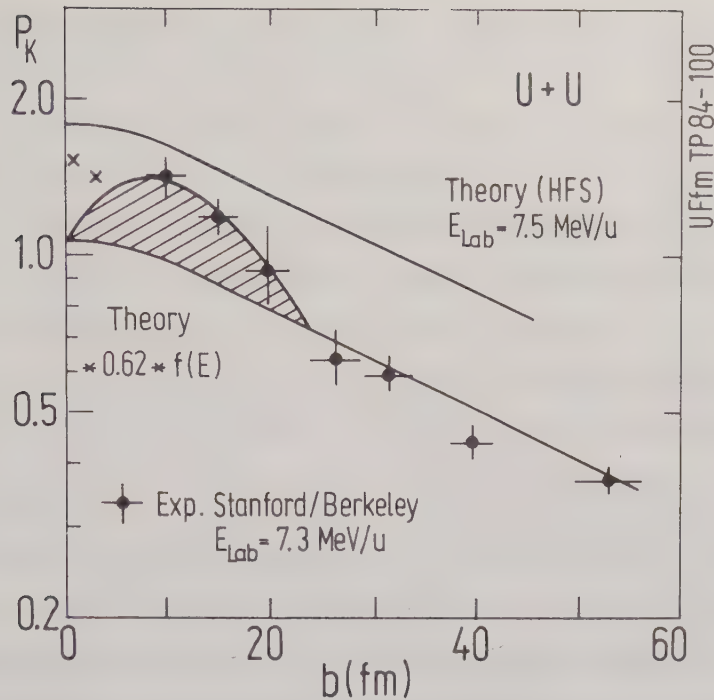


Abb. 7.38: Vergleich der experimentell bestimmten K-Loch-Raten in der elastischen $U + U$ - Streuung bei einer Einschußenergie von $E_{Lab} = 7.3$ MeV/u [Mol83, Anh83] mit theoretischen Resultaten in ATDHF-Näherung für die etwas höhere Energie von 7.5 MeV/u. Auch bei einer Berücksichtigung dieser Diskrepanz in der Einschußenergie liegen die theoretischen Ionisationswahrscheinlichkeiten wesentlich zu hoch, die experimentell bestimmte Abfallkonstante scheint falsch wiedergegeben. Die Vernachlässigung der elektronischen Abschirmung im Rahmen der Coulomb-Potential-Näherung führt zu den durch ein Kreuz (x) repräsentierten Werten: $P_K \sim 1.5$ für $\{E_{Lab}, b\} = \{7.5 \text{ MeV/u}, b \sim 0\}$ bzw. $P_K \sim 1.4$ für $\{7.22 \text{ MeV/u}, b \sim 3.2 \text{ fm}\}$. Obwohl die experimentellen Absolutwerte bei kleinen Stoßparametern somit besser reproduziert wären, wird die experimentelle Abfallkonstante auch unter Verwendung der Coulomb-Potential-Näherung falsch beschrieben. Eine Multiplikation mit einem, die Diskrepanz in der Einschußenergie berücksichtigenden Faktor f sowie eine Skalierung der theoretischen Werte mit .62 führt zu einer guten Übereinstimmung mit den experimentellen Raten im Bereich größerer Stoßparameter $b \gtrsim 20$ fm. Das Unterschätzen der experimentellen Ergebnisse durch die skalierte Theorie (schraffierte Fläche) läßt sich eventuell durch eine Berücksichtigung der bisher vernachlässigten Rotationskopplung beheben (vgl. Text).

Eine experimentelle Bestimmung der K-Loch-Raten in elastischen $U + U$ - Stößen bei drei verschiedenen Einschußenergien, $E_{\text{Lab}} = 4.6 \text{ MeV/u}$, 5.8 MeV/u und 7.3 MeV/u , wurde vor einiger Zeit von J.D. Molitoris et al. [Anh83,Mol83] am Super-HILAC in Berkeley vorgenommen; die K-Loch-Raten tiefinelastischer 7.5 MeV/u - $U + U$ - Stöße wurden 1982 von einer Gruppe um Ch. Stoller, W. Wölfli und W. Meyerhof bei der GSI Darmstadt [Sto83a,84, Mey84a,b,Nes84] vermessen.

Die experimentellen Daten (•) [Anh83,Mol83] zur elastischen Streuung bei $E_{\text{Lab}} = 7.3 \text{ MeV/u}$ sind in Abb. 7.38 als Funktion des Stoßparameters b aufgetragen. Verglichen wird mit theoretischen Ergebnissen, basierend auf der Annahme einer Rutherford-Kinematik, für die etwas höher gelegene Einschußenergie von $E_{\text{Lab}} = 7.5 \text{ MeV/u}$ (obere Kurve). Selbst bei Berücksichtigung dieser Diskrepanz in der Einschußenergie liegen die theoretischen Werte wesentlich zu hoch und scheinen sogar die experimentell bestimmte Abfallkonstante falsch wiederzugeben. (Eine frühere Rechnung zu diesem Stoßsystem unter Vernachlässigung der elektronischen Abschirmung, also in der Coulomb-Potential-Näherung, lieferte die durch ein Kreuz (x) repräsentierten Werte $P_K \sim 1.4$ für $\{E_{\text{Lab}} = 7.22 \text{ MeV/u}, b \sim 3.2 \text{ fm}\}$, bzw. $P_K \sim 1.5$ für $\{E_{\text{Lab}} = 7.5 \text{ MeV/u}, b \sim 0\}$. Diese beiden Werte liegen eher im Trend der experimentellen Resultate. Der exponentielle Abfall von $P_K(b)$ wird darüber hinaus in der Coulomb-Potential-Näherung aufgrund der Erhöhung der Bindungsenergie steiler [Reu83,84], allerdings nicht in dem zur Reproduktion der experimentellen Daten benötigten Ausmaße. Deshalb berücksichtigen wir im folgenden weiterhin die elektronische Abschirmung in ihrer ATDHF-Approximation.)

Eine Möglichkeit der Interpretation ist durch die untere Kurve angedeutet: Bereits aus den $Xe + Pb$ - Daten zur K-Loch-Ionisation [Anh82,Reu84] ist bekannt, daß die experimentellen Lochraten bei hohen Einschußenergien von den Ergebnissen gekoppelter Kanalrechnungen überschätzt werden, z.B. um einen Faktor 1.6 für $Xe + Pb$ bei $E_{\text{Lab}} = 7.22 \text{ MeV/u}$. Skaliert man die theoretischen Ergebnisse des $U + U$ - Systems, zufälligerweise mit demselben Faktor ($\sim .6$), dann stimmen die K-Loch-Raten größerer Stoßparameter $b \gtrsim 20 \text{ fm}$ sehr gut mit dem Experiment überein, für zentralere Stöße

unterschätzt die skalierte Theorie allerdings die experimentellen Wahrscheinlichkeiten.

Eine Deutungsmöglichkeit liegt auf der Hand: Der Beitrag innerer Konversion könnte größer sein als bei der Auswertung angenommen und berücksichtigt. Diese Frage kann von theoretischer Seite aus nicht beantwortet werden, die experimentelle Unsicherheit beträgt jedoch weniger als $\sim 10\%$ [Sto83b, Mey83].

Andererseits wäre es aber auch möglich, daß bei der theoretischen Berechnung Beiträge aufgrund der Rotationskopplung nicht vernachlässigt werden dürfen. Zu dieser Fragestellung haben G. Heiligenthal et al. [Hei78] Rechnungen in zeitabhängiger Störungstheorie mit insgesamt sechs (gebundenen) Zuständen für die Stoßsysteme $Pb + Pb$ und $U + U$ bei einer Einschußenergie von $E_{Lab} = 4.7 \text{ MeV/u}$ durchgeführt. Als Rotationskopplung wurde lediglich die des (anfangs völlig entleerten) $2p_{3/2}\pi$ -Zustandes mit dem $2p_{3/2}\sigma$ -Zustand berücksichtigt, radiale und Rotationskopplungen wurden als voneinander unabhängige Anregungsprozesse behandelt. Die Beiträge aus Anregungen aufgrund der zusätzlichen Coriolis-Kopplung zeigten für $b \sim 10 \text{ fm}$ (also $\theta_{cm} = 90^\circ$) und zusätzlich für $b \sim 175 \text{ fm}$ ein breites Maximum - in qualitativer Übereinstimmung mit der hier diskutierten Interpretation der experimentellen Daten [Anh83, Mol83] (schraffierte Fläche). Eine neuere theoretische Berechnung im Rahmen der gekoppelten Kanalgleichungen unter Berücksichtigung der Rotationskopplung steht bislang noch aus. Dazu müßte allerdings auch die Monopolnäherung des Gesamtpotentials, Gl. (2.5) und (3.1), aufgehoben werden.

K-Loch-Erzeugungsraten tiefinelastischer $U + U$ - Stöße ($E_{Lab} = 7.5 \text{ MeV/u}$) wurden an der GSI Darmstadt von Ch. Stoller et al. [Sto83a,84, Mey84a,b, Nes84] vermessen. Der Energieverlust ΔE der Reaktion wurde mit Hilfe zweier Parallel-Platten-Avalanche-Detektoren (PPAC) in einem Winkelfenster $\theta_{Lab} = 45^\circ \pm 13^\circ$ bestimmt, das Verlangen bestimmter kinematischer Bedingungen führte zur Festlegung der entsprechenden Q-Werte (vgl. dazu auch Abschnitt 6.2). Reaktionen mit anschließender sekundärer Spaltung konnten durch Analyse der Zeitsignale eines jeden der beiden PPAC von solchen ohne Spaltung separiert werden. Ausgewertet wurden anschließend die Ereignisse, bei denen tiefinelastische Reaktionen mit experimen-

tell bestimmtem Q-Wert zu zwei Uran-ähnlichen stabilen Fragmenten geführt hatten. (Wie hätte man auch sonst P_K normieren sollen ?) Diese Bedingung besitzt den zusätzlichen Vorteil, daß in den Rechnungen ohne Bedenken eine Zwei-Körper-Kinematik auch im auslaufenden Teil der nuklearen Trajektorie verwendet werden darf. Im Abschnitt 7.3 mußte die Anwendung der Zwei-Körper-Kinematik hingegen mit dem beim zweiten sequentiellen Spaltprozeß großen internuklearen Abstand $R \gtrsim 70$ fm begründet werden.

Die anfänglich vorgetragenen Daten dieses Experiments ließen auch bei $Q \sim -250$ MeV noch auf ungespaltene Uran-ähnliche Fragmente schließen. Die daraus resultierende Kritik bezüglich der Verlässlichkeit der Daten wurde bei einer erneuten, verbesserten Auswertung berücksichtigt, die nur noch Energiedissipationen bis ≤ 190 MeV liefert [Nes84, Mey84b, Sto84].

Der Beitrag der inneren Konversion zur totalen K-Loch-Rate $P_{K, \text{tot}}(Q)$ wurde experimentell zu $\sim 5\%$ ($Q \approx 0$), $\sim 25\%$ ($Q \sim -50$ MeV) und $\sim 50\%$ ($Q \sim -190$ MeV) bestimmt und entsprechend abgezogen [Mey84a, Sto83a, 84].

In Abb. 7.39 sind die experimentell bestimmten K-Loch-Raten des tiefinelastischen $U + U$ - Stoßes als Funktion des Q-Wertes der Reaktion aufgetragen. $P_K(Q \approx 0)$ stellt die über das experimentelle Winkel Fenster $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ \pm 13^\circ$ gemittelte Ionisationsrate aus elastischen Stößen mit $Q \approx 0$ dar. Für Rutherford-Streuung gilt $Q = 0$ unabhängig vom Stoßparameter. Integriert man die entsprechenden K-Loch-Raten (Abb. 7.37 oder 7.38) für das experimentelle Winkel Fenster gemäß Gl. (6.6), mit $f = 1$, dann ergibt sich $P_{K, \text{Ruth}}(Q=0) \sim 1.676$. Für Modell I beträgt $P_K(Q \approx 0) \sim 1.65$, für Modell II ~ 1.66 . Hierbei wird angenommen, daß der experimentelle Aufbau Stöße mit Energieverlusten bis zu ~ 5 MeV noch als elastische Streuung interpretiert. Im Rahmen von Modell I sind deshalb nur Beiträge von Stoßparametern $b \gtrsim 6.8$ fm bei der Integration berücksichtigt, für Modell II gilt die Bedingung $b \gtrsim 6.4$ fm, vgl. hierzu Abb. 7.5 (Abschnitt 7.1a). Das Experiment liefert $P_K(Q \approx 0) \sim 1.5$.

Während zur Interpretation der experimentellen K-Loch-Erzeugungsraten in elastischer $U + U$ - Streuung die theoretischen Ergebnisse noch mit einem Faktor $\sim .6$ skaliert werden mußten, Abb. 7.38, bedarf es nunmehr nur einer Reduzierung um ungefähr

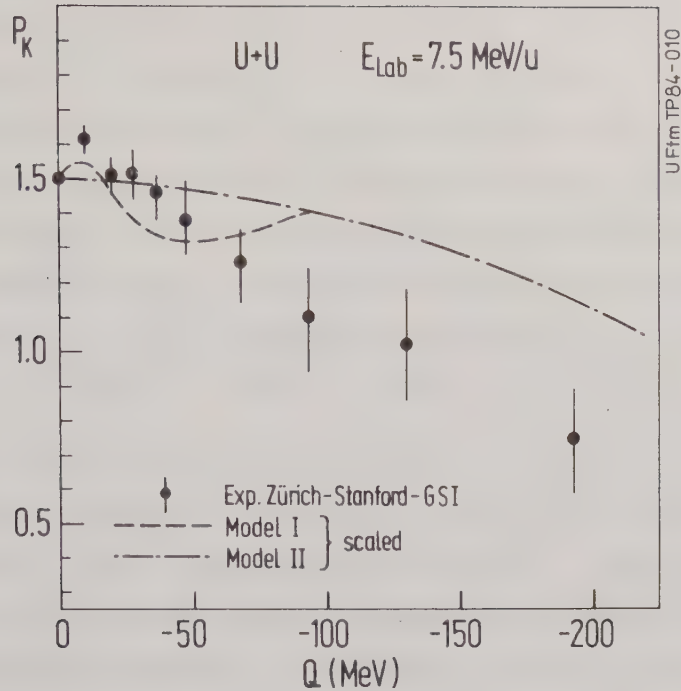


Abb. 7.39: Abhängigkeit der K-Loch-Erzeugungsraten vom Q-Wert der Reaktion in tiefinelastischen 7.5 MeV/u - U + U - Kollisionen. Die in einem Streuwinkelfenster von $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ \pm 13^\circ$ bestimmten experimentellen Daten [Nes84, Sto83a,b,84, Mey84a,b] zeigen bei kleinen Energiedissipationen ($\lesssim 30 \text{ MeV}$) eine, gegenüber dem Wert $P_K(Q=0) \sim 1.5$, leichte Überhöhung ($\lesssim 10\%$). Die anschließende Reduzierung der Ionisationswahrscheinlichkeiten mit wachsendem Energieverlust erreicht bei $Q \sim -190 \text{ MeV} \sim 50\%$. Die theoretischen Werte für die beiden nuklearen Reibungsmodelle I [Bir78,79] und II [Sch78] sind mit Hilfe unterschiedlicher Skalierungsfaktoren an die experimentelle Rate $P_K(Q=0)$ angepaßt (vgl. Text). Während Modell I den Trend der experimentellen Daten lediglich in einem Bereich $Q \gtrsim -60 \text{ MeV}$ zu reproduzieren vermag und Energiedissipationen größer als 85 MeV gar nicht beschreibt, fallen die Ionisationswahrscheinlichkeiten gemäß Modell II monoton, im Vergleich zum Experiment allerdings zu langsam ab.

9% bis 10%. Dies wird verständlich, wenn man sich erinnert, daß die Skalierungskonstante elastischer Streuung den P_K -Werten großer Stoßparameter angepaßt wurde, wobei zur Deutung des experimentellen Überschusses für Stoßparameter $b \lesssim 20 \text{ fm}$ die in der Rechnung

vernachlässigte Rotationskopplung in Erwägung gezogen wurde. Für den in Abb. 7.39 gezogenen Vergleich wird diese Interpretation dagegen nicht verwendet, da die Auswirkungen der Rotationskopplung, insbesondere bei Verwendung der nuklearen Reibungsmodelle I und II, nicht einfach abzuschätzen ist, sondern nur im Rahmen der gekoppelten Kanalgleichungen berechnet werden kann. Die theoretischen Daten $P_K(Q=0)$ werden deshalb mit modellabhängigen Skalierungsfaktoren dem experimentellen Wert $P_K \sim 1.5$ angepaßt. Mit denselben Skalierungskonstanten werden dann auch die K-Loch-Raten $P_K(Q \neq 0)$ behandelt.

Aus Abb. 7.37 lassen sich mit Hilfe der aus Abb. 7.5 deduzierbaren 1:1-Relation zwischen Stoßparameter und dissipierter Energie die modellabhängigen K-Loch-Erzeugungsraten als Funktion des Q-Wertes der Reaktion bestimmen (Abb. 7.39, gestrichelt: Modell I, strichpunktiert: Modell II). Bei kleiner Energiedissipation liegen die Daten gemäß der beiden nuklearen Reaktionsmodelle [Bir78,79; Sch78] lediglich $\sim 5\%$ auseinander, erst im Bereich $Q \sim -30 \dots -70$ MeV sinken die Ionisationswahrscheinlichkeiten nach Modell I merklich gegenüber denen gemäß Modell II ab. Für $b = 0$ liefert Modell I den maximal möglichen Energieverlust von $\sim 9.5\%$, entsprechend ~ 85 MeV. Bis zu diesem Q-Wert nähern sich die 'Birkelund'schen K-Loch-Raten' wieder dem Schmidt'schen $P_K(Q)$ an. Noch höhere Energiedissipation läßt sich dann nur noch nach Modell II beschreiben.

Die experimentellen Daten [Nes84,Sto83a,84,Mey84a,b] deuten auf eine leichte ($\lesssim 10\%$) Erhöhung der Ionisationsrate bei kleinen Q-Werten hin. Dies steht in qualitativer Übereinstimmung mit den Ergebnissen in Modell I. Dessen Werte fallen allerdings für mittlere Energieverluste bis zu $Q \sim -60$ MeV wesentlich schneller ab als die experimentellen Daten. Wie oben erwähnt, kann Modell I Energiedissipationen größer als 85 MeV darüber hinaus nicht beschreiben.

Modell II besitzt im experimentell relevanten Bereich einen flachen, mit größer werdender Energiedissipation abfallenden Verlauf. Die in Abb. 7.37 beschriebene extrem starke Verminderung der K-Loch-Raten (für $b < 6$ fm) ist mit derart hohen Q-Werten verknüpft, daß dieses Verhalten außerhalb des vom Experiment gesteckten Rahmens liegt. Im Bereich mittlerer Energieverluste

(~ -50 MeV) beschreibt Modell II die experimentellen Daten zwar nicht quantitativ, jedoch in ihrem qualitativen Verlauf.

Im folgenden soll noch eine weitergehende, allerdings etwas willkürliche Interpretation der experimentellen Ionisationswahrscheinlichkeiten versucht werden. Abb. 7.40 zeigt P_K als Funktion der Verzögerungszeit T im Rahmen des Schematischen Modells für einen $U + U$ - Stoß bei $E_{\text{Lab}} = 7.5$ MeV/u und Stoßparameter $b \sim 6.9$ fm ($\sim b_{\text{gr}}$). Die durchgezogene Linie beruht auf der Vernachlässigung der Energiedissipation im auslaufenden Teil der Trajektorie ($Q = 0$), die gestrichelte Kurve entspricht einem Q -Wert von -115 MeV. Im Rahmen des Schematischen Modells ist ein Energieverlust verknüpft mit einer Änderung der Kinematik im auslaufenden Teil der Trajektorie, hier $\{E_{\text{Lab}}, b\}_f = \{6.2 \text{ MeV/u}, b=0\}$.

Unter der Annahme, daß der Stoßparameter $b \sim 6.9$ fm repräsentativ für die Beiträge im experimentellen Winkelfenster $\theta_{\text{Lab}} = 45^\circ \pm 13^\circ$ sei, wird die theoretische Wahrscheinlichkeit $P_K(Q=0, T=0)$ von ~ 1.71 auf den experimentellen Wert für $Q \approx 0$ skaliert. Unter Ver-

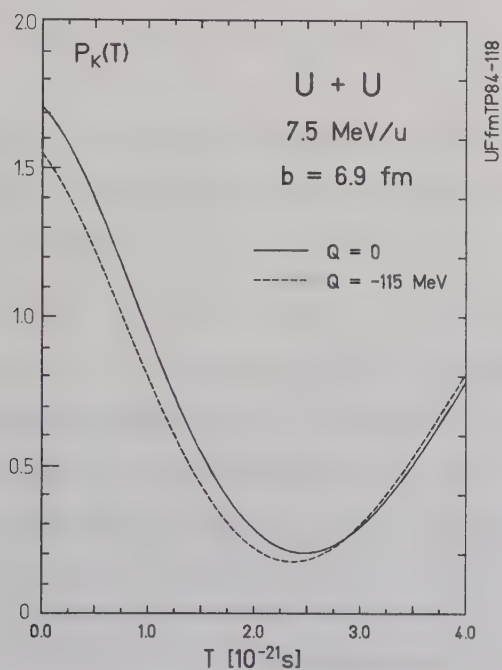


Abb. 7.40: K-Loch-Raten P_K im 7.5 MeV/u - $U + U$ - Stoß bei einem fixen Stoßparameter von $b = 6.9$ fm, aufgetragen als Funktion der nuklearen Verzögerungszeit T im Rahmen des Schematischen Modells. Die durchgezogene Linie wurde berechnet unter Vernachlässigung der Energiedissipation im Stoß ($Q = 0$), die gestrichelte Kurve repräsentiert Ergebnisse für einen Q -Wert von $Q = -115$ MeV, d.h. $\{E_{\text{Lab}}, b\}_f = \{6.2 \text{ MeV/u}, b = 0\}$. Bezüglich des Ursprungs der oszillatorischen Struktur vgl. Abschnitt 4.3.

wendung desselben Skalierungsfaktors lassen sich die experimentellen Ionisationsraten aus Abb. 7.39 einem theoretischen $P_K(T)$ zuordnen, so daß über diesen Umweg dem Energieverlust Q wiederum eine Verzögerungszeit T zugeordnet werden kann. Dies wird in Abb. 7.41 durch die Punkte ($\bullet$, $\circ$) verdeutlicht, wobei die vollen Punkte dem Vergleich für $Q = 0$ entsprechen. Die Fehlerbalken spiegeln die experimentellen Unsicherheiten in Abb. 7.39 wider. Um den Effekt eines Energieverlustes im $\Delta T(Q)$ - Plot aufzuzeigen, wird für große Q -Werte auch der Vergleich bei $Q = -115$ MeV gezogen.

Es soll nochmals betont werden, daß diese Methode der Auftragung einige Willkür enthält:

(i) Der Vergleich der experimentellen Daten wird mit theoretischen Resultaten des Schematischen Modells gezogen, d.h. der wichtige Einfluß des detaillierten Verlaufs der nuklearen Trajektorien ist nicht berücksichtigt.

(ii) Sämtliche theoretischen Daten sind für einen einlaufenden Stoßparameter von $b \sim 6.9$ fm berechnet; dies impliziert die Annahme, daß für das experimentelle Winkelfenster und für alle Q -Werte allein dieser Stoßparameter repräsentativ sein soll.

(iii) Dementsprechend sind die theoretischen Werte skaliert mit einem Faktor $P_{K,th} / P_{K,exp}$, wobei $P_{K,th} = P_{K,th}(b \sim 6.9\text{fm}, Q=0, T=0)$ und $P_{K,exp} \equiv P_{K,exp}(Q=0)$.

Der Vorteil dieses Vergleichs der experimentellen Daten mit den theoretischen Werten des Schematischen Modells besteht in einer eindeutigen Deduzierbarkeit der Verzögerungszeit T . Dies ist nicht der Fall für die nuklearen Reaktionsmodelle I und II: Bereits im Zusammenhang mit Abb. 7.4 (Abschnitt 7.1) wurde diskutiert, daß ΔT in energiedissipierenden Stößen nur in Abhängigkeit von einem (mehr oder weniger willkürlich) zu wählenden Referenzabstand R_{at} bestimmt werden kann. Abb. 7.4 verdeutlichte dies anhand von Modell II für $R_{at} = 25$ fm und $R_{at} = 30$ fm. Dieser Referenzabstand ist hierbei nicht kernphysikalisch, sondern nach atomphysikalischen Gesichtspunkten zu wählen. Nun ist die Ionisation der molekularen $1s\sigma$ - und $2p_{\frac{1}{2}}\sigma$ -Zustände nicht exakt lokalisierbar, die Definition von R_{at} unterliegt deshalb einer noch größeren Willkür als bezüglich der Emission z.B. hochenergetischer δ -Elektronen oder der Erzeugung von Positronen. Unter der Annahme von $R_{at} = 30$ fm lassen sich die

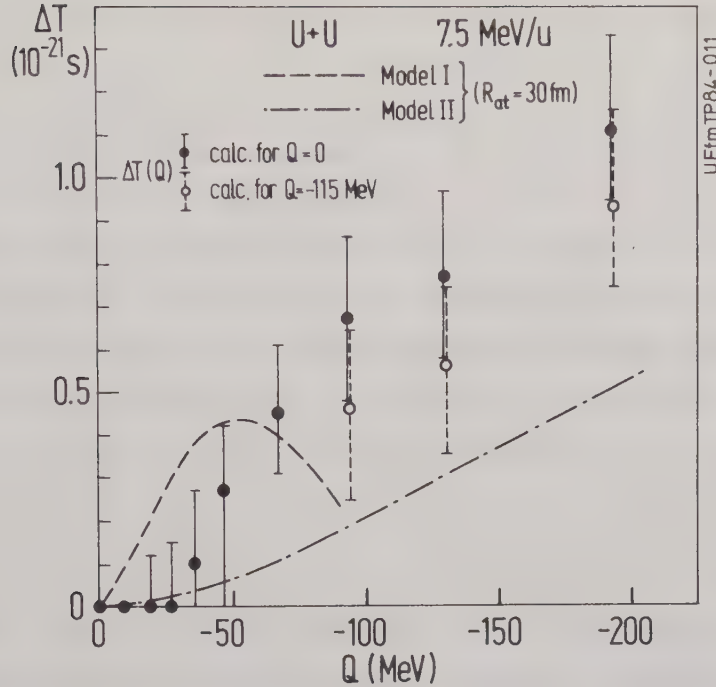


Abb. 7.41: Etwas willkürliche Definition der experimentellen Ergebnisse [Nes84, Sto83a,b,84, Mey84a,b] aus Abb. 7.39 unter Verwendung der im Rahmen des Schematischen Modells berechneten K-Loch-Erzeugungsraten aus Abb. 7.40. Die experimentellen Daten $P_K(Q)$ werden mit den theoretischen Raten $P_K(T)$ korreliert, so daß dem Energieverlust Q eine nukleare Verzögerungszeit T zugeordnet werden kann. Die vollen Punkte (•) entsprechen hierbei dem Vergleich für $Q = 0$, die offenen (o) dem für $Q = -115$ MeV. Die Fehlerbalken sind äquivalent den experimentellen in Abb. 7.39. - Für die beiden diskutierten nuklearen Reibungsmodelle I [Bir78,79] und II [Sch78] lassen sich unter der Annahme eines atomphysikalisch zu definierenden Referenzabstandes R_{at} (hier 30 fm) die Relationen $\Delta T(b)$ (Abb. 7.4) und $Q(b)$ (Abb. 7.5) ebenfalls zu $\Delta T(Q)$ verknüpfen. Zur Konsistenz eines Vergleiches der modellabhängigen Relation $\Delta T(Q)$ mit den experimentellen, interpretierten Daten vgl. Text.

modellabhängigen Relationen $\Delta T(b)$ aus Abb. 7.4 und $Q(b)$ aus Abb. 7.5 in eine Zuordnung $\Delta T(Q)$ folgern. Die gestrichelte Kurve in Abb. 7.41 repräsentiert dabei die Zuordnung gemäß Modell I, strichpunktiert steht für Modell II.

Würde man $R_{at} > 30$ fm wählen, so würden sich die beiden Kurven bei gegebenem Q -Wert zu größeren Zeitverzögerungen ΔT hin verschieben, d.h., die gemäß Modell II berechnete Relation $\Delta T(Q)$ läßt sich unter Umständen mit den Schlußfolgerungen des Schematischen Modells in Einklang bringen. (Man beachte, daß die Ergebnisse des Schematischen Modells für ΔT bei Berücksichtigung des Energieverlustes leicht reduziert werden !) Umgekehrt müßte, zur Erzwingung einer Übereinstimmung zwischen Modell I und Schematischem Modell, R_{at} kleiner 30 fm gewählt werden, wobei der Bereich hoher Energiedissipationen dann besonders schlecht reproduziert wird.

Trotzdem sollte man vor einer allzu leichtfertigen Deduzierung nuklearer Reaktionszeiten mit Hilfe des Schematischen Modells warnen: Nur bei geeigneter Wahl des Referenzabstandes R_{at} lassen sich die Zeitverzögerungen aus Schematischem Modell und Modell II in Einklang bringen. Letztere ist nun aber trivialerweise gar keine nukleare Zeitverzögerung (sondern lediglich eine Zeitverzögerung aufgrund nuklearer Prozesse), da der Abrißabstand der beiden Kerne mit $R_{sc} \sim 20$ fm wesentlich kleiner als der Referenzabstand R_{at} ist. Wenn die Charakterisierung von Kernreaktionen durch einen einzigen Parameter, hier die Verzögerungszeit T , überhaupt sinnvoll sein sollte, dann kann mit Hilfe des Schematischen Modells allenfalls eine atomare Zeitverzögerung aus den experimentellen Daten bestimmt werden (vgl. hierzu auch die Bemerkungen in Abschnitt 7.4).

Man sollte weiterhin betonen, daß seitens der Theorie und des Experiments erst die Diskrepanz bezüglich der K-Loch-Anregungen in elastischer $U + U$ - Streuung [Mol83] beseitigt werden müssen, bevor nicht nur qualitative Schlußfolgerungen (Hinweis auf Verzögerungszeiten im tiefinelastischen Stoß), sondern auch quantitative (z.B. Verifizierung eines nuklearen Reaktionsmodells) gezogen werden dürfen.

7.5 Der direkte Drei-Körper-Aufbruch - Ein sehr schematisiertes Reaktionsmodell

In den Abschnitten 7.2 und 7.3 dieses Kapitels gingen wir bei der Diskussion der atomaren Anregungsprozesse von der Annahme aus, daß der sekundäre Spaltprozess erst bei einem genügend großen internuklearen Abstand geschieht, so daß die atomaren Prozesse hiervon nicht mehr beeinflusst werden. Dies steht in Einklang mit experimentellen Beobachtungen von P.-A. Gottschalk et al. [Got79] und P. Glässel, D.v. Harrach et al. [Glä79,82,Har82], nach denen für den direkten Drei-Körper-Aufbruch in einem Schwerionenstoß keinerlei Evidenz gefunden wurde. Die sequentielle Spaltung des Compoundkerns geschieht vielmehr mit einer Zwischenzeit zwischen dem ersten und dem zweiten Aufbruch in der Größenordnung von $\sim 10^{-20}$ s, entsprechend $\sim 70 - 100$ fm internuklearem Abstand. Sequentielle Spaltung mit wesentlich kürzeren Zwischenzeiten ($\sim 10^{-21}$ s) wurde lediglich für leichtere Stoßsysteme wie Kr + Er oder Xe + Sn bei Einschußenergien $E_{\text{Lab}} = 12.5$ MeV/u festgestellt [Glä83].

In diesem Abschnitt soll in einem sehr schematisierten und vereinfachten Modell der Einfluß des direkten Drei-Körper-Aufbruchs auf atomare Anregungsprozesse wie δ -Elektronen-Emission und Positronenerzeugung diskutiert werden. Wir beschränken uns bei unseren Betrachtungen auf den Stoß zweier gleichschwerer Kerne, hier U + U bei einer Laborenergie von $E_{\text{Lab}} = 7.5$ MeV/u, mit verschwindendem Eingangsdrehimpuls, d.h. $b = 0$. (Die Wahl $\ell = 0$ besitzt den Vorteil, daß keinerlei Vorschrift über die Dissipation des Drehimpulses benötigt wird.) Der einlaufende Streuast gehorcht der Rutherford-Kinematik bis zum Minimalabstand $R_{\text{min}} = 2a \sim 13.6$ fm. Nach einem Zeitintervall T' trennen sich drei Fragmente gleicher Masse ($A = 1/3 A_{\text{tot}} = 2/3 A(^{238}\text{U})$) in einem völlig symmetrischen Aufbruch mit Relativwinkeln $\vartheta = 120^\circ$ (im cm-System) voneinander (vgl. Abb. 7.42). Die hier gewählte spezielle Geometrie der Kinematik des auslaufenden Streuastes läßt eine Beschreibung des Drei-Körper-Problems als Separation zweier Kerne mit modifizierten kinematischen Größen zu, falls man sich auf den Monopol-Anteil des

modifizierten Coulomb-Potentials beschränkt. Unter der Modifikation des Coulomb-Potentials soll hier die Berücksichtigung der elektronischen Abschirmung verstanden werden [Reu84].

Die Monopolnäherung dieses Potentials läßt sich anschaulich beschreiben als Ausschmieren der Ladungen beider Kerne auf Kugelschalen mit Radius $R/2$ (R , der internukleare Abstand) und Dicke $2 R_{N,i} = 2 r_o A_i^{1/3}$. Es ist sofort verständlich (spätestens bei

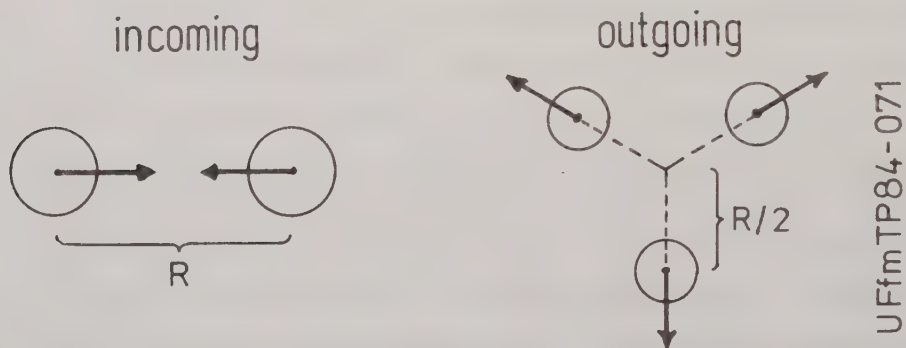


Abb. 7.42: Skizzierung eines vereinfachten Modells zur Beschreibung des direkten Drei-Körper-Aufbruchs. Im einlaufenden Streustaat gehorcht die Bewegung der beiden Kerne der Rutherford-Kinematik mit Stoßparameter $b = 0$, der internukleare Abstand R wird definiert durch den Abstand der beiden Kernzentren. Die Anwendung der Monopolnäherung für das auf die Elektronen wirkende Potential läßt sich beschreiben als ein Ausschmieren der beiden Kernladungen auf Kugelschalen mit Radius $R/2$ und Dicke $2 R_{N,i} = 2 r_o A_i^{1/3}$. Nach einer mit dem Kernkontakt beginnenden Haftzeit T' zerbricht der Compoundkern in drei Fragmente gleicher Masse $A = 1/3 A_{tot}$, die sich in einem völlig symmetrischen Aufbruch mit Relativwinkeln $\vartheta_{cm} = 120^\circ$ und gleichen Geschwindigkeiten voneinander trennen. Der direkte Drei-Körper-Aufbruch läßt sich im Rahmen der Monopol-Approximation aufgrund der diskutierten Näherungen durch eine Zwei-Körper-Kinematik beschreiben. Die drei Fragmente liegen auf einem Kreis mit Radius $R/2$; die $\sim 13\%$ -ige Reduzierung der Kugelschalendicke bei der Ausschmierung der Kernladung ist vernachlässigt. In [MüU84].

Berücksichtigung des Impuls- und Energiesatzes), daß sich alle drei Fragmente gleich schnell bewegen und somit auf einem Kreis liegen, dessen Mittelpunkt seit dem Aufbruch ruht. (Eine verallgemeinerte Formulierung des Reaktionsproblems müßte Fragmente zulassen, die sich verschieden schnell bewegen, wobei die Relativwinkel von 120° abweichen müßten. Auch dann läßt sich ein Kreis konstruieren, auf dem alle drei Fragmente liegen. Allerdings bewegt sich dann der Kreismittelpunkt gradlinig mit der Zeit, was in den gekoppelten Kanalgleichungen mitberücksichtigt werden müßte.)

In der oben beschriebenen Näherung befinden sich also alle drei Fragmente auf einem Kreis mit zeitlich unverändertem Mittelpunkt. Zur Ermittlung des Monopol-Potentials kann die Kernladung der drei als gleich groß ($2/3 A_{\text{tot}}$) angenommenen Bruchstücke somit auf einer Kugelschale verschmiert werden, die Dicke beträgt $2r_o (1/3 A_{\text{tot}})^{1/3}$, mithin $\sim 13\%$ weniger als im Zwei-Körper-Fall. Diese kleine Korrektur ist im folgenden vernachlässigt, um die bereits vorliegenden Kopplungsmatrixelemente weiterhin verwenden zu können.

Natürlich wird die Kinematik der auslaufenden Trajektorie durch die zum Zeitpunkt des Aufbruchs gewählte Konfiguration festgelegt. Um die Gesamtenergie zu erhalten, muß die Startentfernung des auslaufenden Astes, $2a$, größer sein als der minimale Abstand des einlaufenden Systems, $2\tilde{a}$. (Die phänomenologische Berücksichtigung einer Energiedissipation würde, vgl. [Sch78], zu einer noch größeren Entfernung beim Aufbruch führen.)

Sowohl die geänderte Startposition des auslaufenden Astes als auch dessen modifizierte Kinematik beim Übergang vom Drei-Körper- zum Zwei-Körper-Problem genügen den folgenden Ersetzungen:

$$(7.23) \quad 2a \rightarrow 2\tilde{a} = 16/9 \sqrt{3} a \quad ; \quad Z \rightarrow \tilde{Z} = 2/3 \sqrt{2\sqrt{3}} Z \quad .$$

Die nukleare Verzögerungs- oder Reaktionszeit T' wird als freier Parameter verwendet, während der der internukleare Abstand der beiden Kerne von $R = 2a$ auf $R = 2\tilde{a}$ wächst. Die radiale Geschwindigkeit v_R wird hierbei konstant

$$(7.24) \quad v_R = (2\tilde{a} - 2a) / T'$$

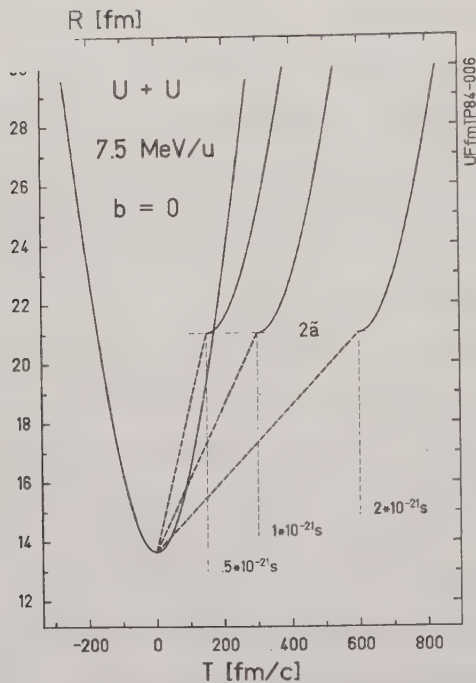


Abb. 7.43: Die Auswirkungen des vereinfachten direkten Drei-Körper-Aufbruches (vgl. Abb. 7.42 sowie Text) auf die Kinematik des 7.5 MeV/u - U + U - Stoßes ($b = 0$). Der einlaufende Streuast ($t < 0$) wird durch die Rutherford-Kinematik zweier Punktkerne mit Ladung Z bei einem Minimalabstand von $2a$ beschrieben. Nach dem Kernkontakt expandiert die nukleare Ladungsverteilung innerhalb der Zeitspanne T' (hier .5, 1 und $2 \cdot 10^{-21}$ s) bis zu einem parametrisierenden Zwei-Zentren-Abstand $2\tilde{a}$, die auslaufende Kinematik

wird schließlich durch den Parametersatz $\{\tilde{Z}, 2\tilde{a}\}$ (vgl. Gl. (7.23)) bestimmt. In [MüU84].

gewählt. (Natürlich führt dies zu einem Sprung in v_R zum Zeitpunkt $t = 0$ und $t = T'$. Auch in dieser Hinsicht bedarf es also einer Verbesserung des in diesem Abschnitt verwendeten schematischen Modells.) Abb. 7.43 zeigt den direkten Drei-Körper-Aufbruch in seiner approximativen Darstellung als Zwei-Körper-Problem.

Sowohl für die Kinematik der einlaufenden nuklearen Trajektorie mit $\{Z, 2a\}$ als auch für die des modifizierten auslaufenden Streuastes mit $\{\tilde{Z}, 2\tilde{a}\}$ werden die gekoppelten Differentialgleichungen (2.10) bis zum Erreichen des Minimalabstands $2a$ bzw. $2\tilde{a}$ aufintegriert. Atomare Anregungen während der Reaktionszeit T' müssen aufgrund der unterschiedlichen radialen Geschwindigkeiten $v_R = v_R(T')$ jeweils gesondert entlang einer Trajektorie $2a \rightarrow 2\tilde{a}$ (in der Zeitspanne T') berechnet werden. Mit Hilfe der aus Abschnitt 4.2 bekannten Matrix $A_{kk'}(T)$, Gl. (4.3) und (4.6), lassen sich die Übergangsamplituden des (bis zur Entfernung $2\tilde{a}$) fortgeführten einlaufenden Astes mit denen des auslaufenden Astes verknüpfen; die Matrix $A_{kk'}(T)$ redu-

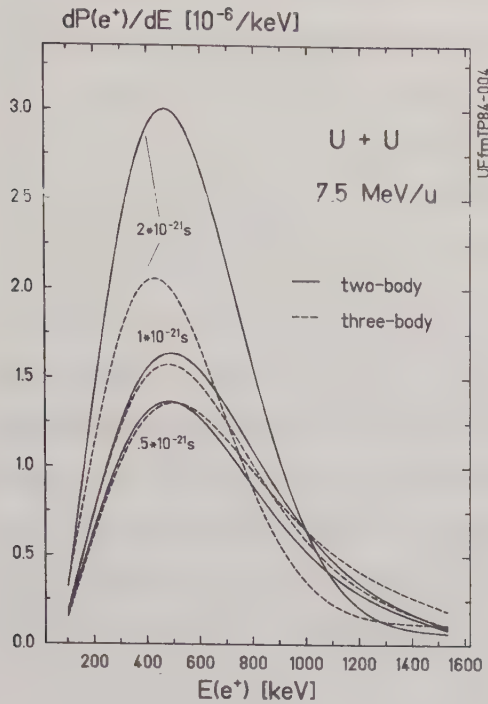


Abb. 7.44: Vergleich der Positronenspektren einer gewöhnlichen Zwei-Körper-Kinematik (nach Kap. 4, durchgezogene Linien) mit denen des schematisierten direkten Drei-Körper-Aufbruchs (gestrichelt). Untersucht wird das Stoßsystem $U + U$ bei einer Einschußenergie von 7.5 MeV/u und Stoßparameter $b = 0$. Bei kleinen nuklearen Verzögerungszeiten T' ($= T$) führt das Drei-Körper-Problem, aufgrund der gegenüber dem Schematischen Modell aus Abschnitt 4.1 zusätzlichen radialen Anregungen während dieser Zeit-

spanne, vor allem im hochenergetischen Bereich des Spektrums zu größeren Emissionswahrscheinlichkeiten. Umgekehrt erzeugt im 2K-Fall das im Mittel größere (konstante) spontane Matrixelement für $T \gtrsim 2 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ höhere Emissionsraten, hier um bis zu $\sim 50\%$ in der Nähe des Emissionsmaximums. In [MüU84].

ziert sich hierbei trivialerweise auf die Einheitsmatrix $A_{kk'}(T) = \delta_{kk'}$.

In Abb. 7.44 werden Positronenspektren des gewöhnlichen Zwei-Körper-Problems (2K) (durchgezogene Kurven) mit denen des schematisierten direkten Drei-Körper-Aufbruchs (3K) (gestrichelt) verglichen. Der Parameter T für den Fall 2K entspricht der aus Abschnitt 4.1 bekannten Verzögerungszeit einer Rutherford-Trajektorie beim minimalen Abstand $R_{\min}$ und wird hier mit T' gleichgesetzt. Wie erwartet führt bei längeren Reaktionszeiten T das 2K-Problem aufgrund des im Mittel größeren (konstanten) spontanen Matrixelements zu höheren Positronenwahrscheinlichkeiten, vgl. $T = 2 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ in Abb. 7.44. Für kürzere Zeiten T jedoch übersteigt der 3K-Fall - vor allem im hochenergetischen Bereich - die Emissions-

wahrscheinlichkeiten für 2K, vgl. $T = .5 \cdot 10^{-21} \text{s}$. Die Ursache hierfür liegt in der radialen Geschwindigkeit v_R , die für kurze Zeiten T' notwendigerweise immer größer wird und somit zu verstärkten radialen Kopplungen und Anregungen führt.

δ -Elektronen-Spektren für dieselben kinematischen Bedingungen sind in Abb. 7.45 dargestellt. Die hier gezeigten Verzögerungszeiten T , T' führen einheitlich zu einer Verminderung der δ -Elektronen-Emission beim Übergang von der gewöhnlichen Zwei-Körper-Kinematik (durchgezogene Linien) zum 3K-Problem (gestrichelt). Dies ist natürlich nicht auf die vermindert in Paarerzeugung entstandenen Elektronen zurückzuführen, sondern auf die reduzierte radiale Kopplung im auslaufenden Ast aufgrund der modifizierten kinematischen Bedingungen $\{\tilde{Z}, 2\tilde{\alpha}\}$ im 3K-Fall. (Asymptotisch geht $\tilde{v}_R(t \rightarrow \infty)$ natürlich wieder in $v_R(\infty)$ über.) Für noch kürzere

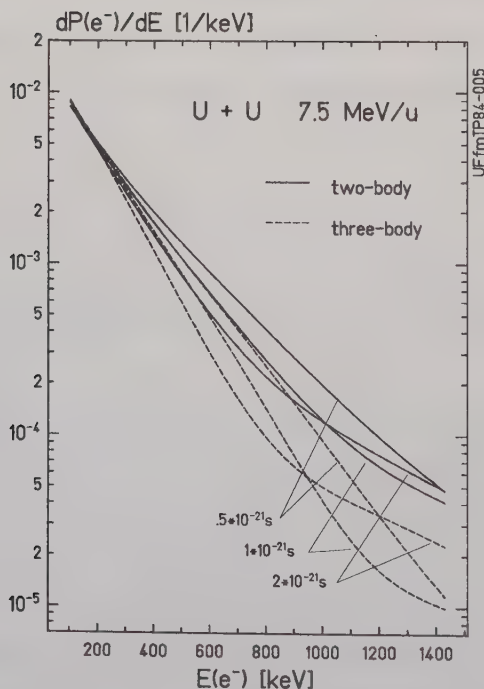


Abb. 7.45: δ -Elektronen-Spektren im 7.5 MeV/u - U + U - Stoß ($b = 0$) unter der Annahme einer gewöhnlichen Zwei-Körper-Kinematik (Schematisches Modell mit Verzögerungszeiten T , durchgezogene Kurven) und im Falle des schematisierten Drei-Körper-Aufbruches aus Abb. 7.42 (gestrichelt). Die im 3K-Problem reduzierten (da $\dot{R}$ proportionalen) radialen Kopplungen im auslaufenden Streuast führen bei allen betrachteten Zeitverzögerungen $T = T' = .5, 1$ und $2 \cdot 10^{-21} \text{s}$ zu kleineren Emissionswahrscheinlichkeiten.

Für noch kürzere Zeiten sollten die während der Zeitspanne T' zusätzlich auftretenden radialen Anregungen allerdings (entsprechend Abb. 7.44) höhere δ -Elektronen-Raten bewirken. In [MüU84].

Reaktionszeiten T' erwartet man jedoch auch im Falle der δ -Elektronen eine Überhöhung des '3K-Spektrums' gegenüber dem Spektrum der gewöhnlichen Zwei-Körper-Kinematik.

Bereits aus den Ergebnissen dieses sehr schematischen Modells wird offensichtlich, daß der direkte Drei-Körper-Aufbruch deutliche Modifikationen der atomaren Anregungsprozesse bewirken kann: das langsame oder schnelle Auseinanderdriften der Kernmaterie während des Aufbruchs führt zu entsprechenden radialen Kopplungen; die spontane Kopplung jedoch erscheint im Mittel kleiner als bei einer Behandlung im Schematischen Reaktionsmodell aus Abschnitt 4.1. Im Ausgangskanal führen die geänderten kinematischen Bedingungen zu weiteren Modifikationen der atomaren Prozesse, obwohl asymptotisch wieder die gewöhnliche Zwei-Teilchen-Kinematik erzielt werden kann (bei Vernachlässigung der Energiedissipation).

Aufgrund der sehr starken Vereinfachungen dieses Modells sollten jedoch keine quantitativen Schlüsse gezogen werden: der Drehimpuls im Ausgangskanal blieb außer Betracht ($b = 0$), der Aufbruch geschah symmetrisch ($\vartheta_{\text{cm}} = 120^\circ$) in drei Fragmente gleicher Masse, die Energiedissipation wurde vernachlässigt. Vor allem aber erscheint die nukleare Bewegung während des Aufbruchs willkürlich: das plötzliche Beschleunigen (bei $t = 0$) und Abbremsen (bei $t = T'$), die konstante Geschwindigkeit während der Aufbruchphase, die Fixierung der Reaktionsdauer T' . All diese Vereinfachungen müßten zunächst behoben werden, bevor auch quantitative Schlußfolgerungen zur Atomphysik des direkten Drei-Körper-Aufbruchs gezogen werden dürfen.

8. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Das Studium der Atomphysik in Stößen sehr schwerer Ionen bietet nicht nur die Möglichkeit, atomphysikalische Kenntnisse und Aussagen in einem nahezu verdoppelten Bereich des Periodensystems zu überprüfen und, falls notwendig, zu erweitern oder zu revidieren. Darüber hinaus erweist es sich als gewinnbringend für das wissenschaftliche Verständnis sowohl quantenfeldtheoretischer Konzepte als auch kernphysikalischer Modelle.

Bei Einschußenergien nahe der nuklearen Coulomb-Barriere gelingt es in einem elastischen Schwerionenstoß, die Ladungen der beiden Kerne zumindest kurzfristig ($< 10^{-20}\text{s}$) in einem kleinen Raumbereich ($R < 50\text{ fm}$) zu konzentrieren. Die dadurch erzeugten starken elektrischen Felder führen zu einer deutlichen Erhöhung der atomaren Bindungsenergien, die die zweifache Elektronen-Ruhemasse übersteigen können. Im stationären Fall wäre eine drastische Kontraktion der elektronischen Wellenfunktionen die Folge, bei überkritischen Systemen ($Z_u = Z_p + Z_T \geq 173$) der Zerfall des gewöhnlichen, elektrisch neutralen Vakuums $|0\rangle$ zum geladenen Vakuum $|\tilde{0}\rangle$ unter spontaner Emission von Positronen. Im Schwerionenstoß hingegen sind starke atomare Anregungen beobachtbar, da sich das Elektron-Positron-Feld den ständig veränderten äußeren Bedingungen (Lage und Stärke des durch die Kernladungen erzeugten elektrischen Feldes) nicht vollkommen adiabatisch anzupassen vermag. Die Untersuchung dieser atomaren Anregungsprozesse ist aus der Sicht der Atomphysik von großem Interesse, da Aufschlüsse über die, sonst unzugänglichen, stationären Eigenschaften der Atomhülle für einen Bereich $Z \gg 100$ gezogen werden können.

Ein von den dynamischen Anregungen ungestörtes Studium der Atomhülle in diesem Bereich des Periodensystems wäre nicht nur für die Atomphysik selbst, sondern in einem verallgemeinerten Rahmen auch für die Quantenfeldtheorie (hier die Quantenelektrodynamik) von besonderer Bedeutung. So ist die spontane Paarerzeugung, als Resultat des Vakuumzerfalls in überkritischen Feldern, ein im Schwerionenstoß keineswegs begünstigter Prozeß: Stoßverbreiterung und, als Konkurrenzprozeß, die induzierte Emission von Positronen

machen unter gewöhnlichen (elastischen) Streubedingungen einen gezielten Nachweis der spontanen Positronenemission unmöglich. Erst der, zunächst hypothetische, Einschluß nuklearer Reaktionsprozesse, die aufgrund lokaler Minima ('Taschen') im nuklearen Streupotential Zeitverzögerungen in der Größenordnung der spontanen Zerfallsbreite Γ_{1s} bewirken sollen, bietet die Möglichkeit jenes vielversprechenden Szenariums, das Gegenstand der vorliegenden Arbeit war.

Die dynamische semiklassische Theorie atomarer Anregungen in Schwerionenstößen wurde zusammenfassend (vgl. [Rei81a]) diskutiert und auf zeitverzögerte Stöße mit nuklearem Kontakt erweitert. Die charakteristische Abhängigkeit der Lochraten innerer Schalen von der nuklearen Reaktionszeit wurde ebenso wie das Auftreten oszillatorischer Interferenzstrukturen in den Spektren emittierter δ -Elektronen und Positronen im Rahmen eines vereinfachten Schematischen Trajektorienmodells erörtert. In überkritischen Konfigurationen ($Z_u > Z_{kr}(\kappa)$ und $R < R_{kr}$) führen genügend lange Reaktionszeiten aufgrund des spontanen Paarerzeugungsprozesses darüber hinaus zur Ausbildung der erwarteten schmalen Linie im Positronenspektrum an der Position der $1s\sigma$ -Resonanz. Die charakteristischen Eigenschaften der spontanen Positronenlinie, also Position, Breite und Intensität, sowie die der oszillatorischen Strukturen wurden quantitativ diskutiert; die Abhängigkeit der Linie von der Kernkonfiguration, also von der vereinigten Kernladungszahl Z_u oder dem parametrisierten internuklearen Abstand R , und die Auswirkungen der elektronischen Abschirmung wurden aufgezeigt. So führt die Berücksichtigung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung gegenüber der Coulomb-Potential-Näherung zu einer Verschiebung der spontanen Positronenlinie hin zu kleineren kinetischen Energien bei gleichzeitiger Reduzierung der Emissionsraten (vgl. auch [Reu84]). Qualitativ ähnliche Resultate werden auch in den Spektren elastischer Schwerionenstreuungen gefunden.

Es konnte gezeigt werden, daß bei gegebener Stoßkonfiguration und nuklearer Verzögerungszeit T die Dynamik der auslaufenden Trajektorie keinen allzu großen Einfluß auf Ausbildung und Charakteristika der spontanen Linie besitzt.

Eine Ausschmierung der nuklearen Reaktionszeiten kann zu einer Intensitätserhöhung in der Linie und einer Reduzierung ihrer Halbwertsbreite führen; oszillatorische Interferenzstrukturen können hingegen völlig eingeebnet werden. Eine quantenmechanische Erweiterung [Hei83a,84] der semiklassischen Behandlung des atomaren Streuprozesses führt zu quantenmechanisch deduzierbaren Verteilungsfunktionen nuklearer Verzögerungszeiten. Die auf diese Art berechneten atomaren Positronenspektren zeigen ein resonanzartiges Verhalten der spontanen Linie in Abhängigkeit von der Einschußenergie des Schwerionenstrahls; die Evidenz der Positronenlinie wächst im Rahmen des Modells mit zunehmender Differenz des Beobachtungswinkels θ vom elastischen Rutherford-Streuwinkel, während sich der Querschnitt der Linie isotrop verhält. Aufgrund der Berücksichtigung von maximal lediglich zehn Banden und der Vernachlässigung inelastischer Streuprozesse im verwendeten quantenmechanischen Reaktionsmodell werden die experimentell bestimmten Querschnitte allerdings um zwei bis drei Größenordnungen unterschätzt; eine entsprechende Erweiterung des Modells scheint deshalb für ein auch quantitatives Verständnis des Effektes unumgänglich.

Der Einfluß nuklearer E0-Übergänge im langlebigen Riesenkernmolekül auf die atomare Positronenemission wurde qualitativ im Rahmen einer semiklassischen Näherung untersucht. Die Ergebnisse gekoppelter Kanalrechnungen zeigen, daß ausreichend starke nukleare Kollektivmoden durch den Nachweis von Stokes- und Anti-Stokes-Linien im atomaren Positronenspektrum enthüllt werden können.

Die theoretischen Ergebnisse zur Positronenemission in Schwerionenstößen wurden mit kürzlich publizierten experimentellen Ergebnissen von drei Kollaborationen an der Gesellschaft für Schwerionenforschung, GSI, in Darmstadt verglichen. Die integralen Eigenschaften der atomaren Anregungsraten konnten dabei sehr gut reproduziert werden.

Die unter speziellen kinematischen Bedingungen, z.B. bei exakter Kalibrierung der Einschußenergie oder in geeignet gewählten Streuwinkelfenstern experimentell beobachteten, linienartigen Strukturen in Positronenspektren für $Z_U \geq 182$ wurden unter dem Aspekt eines möglicherweise spontanen Ursprungs diskutiert und analysiert. Es wurde gezeigt, daß diese Annahme zwangsläufig zu der Forde-

rung einer Existenz langlebiger nuklearer Riesensysteme führt. Aus Position, Breite und Intensität der experimentellen Linien konnten Rückschlüsse auf kernphysikalisch relevante Größen wie die nukleare Ladungsverteilung während der Reaktion, die Lebensdauer des Compound-Systems oder den nuklearen Wirkungsquerschnitt gezogen werden. So wurde im $U + Cm$ - Stoß ($Z_U = 188$) bei einer Einschußenergie von $E_{Lab} = 6.05 \text{ MeV/u}$ eine schmale Struktur im Positronenspektrum bei Energien $E_e^+ \sim 316 \text{ keV}$ ($\pm 10 \text{ keV}$) mit einer Breite $< 80 \text{ keV}$ gefunden [Sch83a]. Interpretiert man sie im Rahmen des spontanen Vakuumzerfalls, dann bestimmt sich der (parametrisierte) internukleare Abstand R_T während der Reaktion zu $R_T \sim 16 \text{ fm}$, die nukleare Verzögerungszeit (unter der Annahme einer scharfen Zeitverteilung) zu $T \gtrsim 10^{-19} \text{ s}$ und der nukleare Wirkungsquerschnitt zu $\sigma^N \lesssim 22 \text{ mb}$. Für ein asymptotisch langlebiges Riesenkernmolekül $_{188}X$ würde sich der nukleare Wirkungsquerschnitt auf bis zu $\sigma^N \lesssim 8 \text{ mb}$ reduzieren, bei anisotropem Aufbruch verringert er sich darüber hinaus entsprechend der Winkelfokussierung.

Ähnliche Positronenlinien konnten auch in dem etwas leichteren, symmetrischen Stoßsystem $U + U$ ($Z_U = 184$) [Cle83,84; Bok83b,Sch84] bei Einschußenergien zwischen 5.7 MeV/u und 6.2 MeV/u für diverse Streuwinkelfenster beobachtet werden. Bei der kleinsten Energie von 5.7 MeV/u zeigt sich in den experimentellen Daten der Orange-Kollaboration eine Linie bei $E_e^+ \sim (308 \pm 15) \text{ keV}$ mit einer Breite von $(56 \pm 9) \text{ keV}$ [Cle84] in Koinzidenz zu in ein Winkelfenster von $\theta_{Lab} = 45^\circ \pm 7^\circ$ gestreuten Urankernen. Bei 5.9 MeV/u Einschußenergie findet man im Winkelfenster $40.5^\circ < \theta_{Lab} < 49^\circ$ eine Struktur bei einer Positronenenergie von $E_e^+ \sim (290 \pm 8) \text{ keV}$ mit einer Breite von $\Delta E_e^+ \sim (81 \pm 9) \text{ keV}$, im Winkelfenster $25.5^\circ < \theta_{Lab} < 38^\circ$ eine entsprechende bei $E_e^+ \sim (281 \pm 7) \text{ keV}$ mit $\Delta E_e^+ \sim (73 \pm 8) \text{ keV}$ [Cle84]. Die 6.2 MeV/u - Daten zeigen eine relativ niederenergetische linienartige Struktur bei $E_e^+ \sim (254 \pm 15) \text{ keV}$ mit einer Breite von $(81 \pm 18) \text{ keV}$ [Cle84], allerdings nicht in einem Winkelfenster um 45° , sondern für $25.5^\circ < \theta_{Lab} < 32^\circ$. Im EPOS-Experiment zur 5.9 MeV/u - $U + U$ - Streuung findet man in einem Winkelfenster von $35.5^\circ \leq \theta_{Lab} \leq 39.5^\circ$, nicht jedoch für $27.5^\circ \leq \theta_{Lab} \leq 32.5^\circ$, eine Struktur bei der Positronenenergie $E_e^+ \sim 320 \text{ keV}$ [Bok83b,Sch84].

Analysiert man die experimentellen $U + U$ - Daten der Orange-Kollaboration unter dem Aspekt der spontanen Positronenerzeugung und berücksichtigt hierbei die elektronischen Abschirmeffekte in ATDHF-Approximation, dann liefern die deduzierten kernphysikalischen Parameter ein in sich durchaus konsistentes Bild:

- Der (parametrisierte) internukleare Abstand R_T während der Reaktion variiert zwischen ~ 11.5 fm (für $E_{\text{Lab}} = 5.7$ MeV/u und 5.9 MeV/u) und ~ 13 fm (für $E_{\text{Lab}} = 6.2$ MeV/u).
- Die Mindestreaktionsdauer liegt in der Größenordnung von $\sim 5 \cdot 10^{-20}$ s (bis zu $\sim 7 \cdot 10^{-20}$ s für $E_{\text{Lab}} = 5.7$ MeV/u). Der Einfluß nuklearer Zeitverteilungen ist hierbei ebensowenig berücksichtigt wie der Anteil apparativer oder natürlicher (z.B. Doppler-) Effekte an der Verbreiterung der experimentell beobachteten Linien.
- Der nukleare Wirkungsquerschnitt bestimmt sich zu $\sigma^N \sim 6$ mb (für $E_{\text{Lab}} = 5.9$ MeV/u, $25.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 38^\circ$), $\sigma^N \sim 8$ mb (für $E_{\text{Lab}} = 6.2$ MeV/u) und $\sigma^N \sim 12$ mb (für $E_{\text{Lab}} = 5.7$ MeV/u, sowie für $E_{\text{Lab}} = 5.9$ MeV/u, $40.5^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 49^\circ$).

Die Schwankungen in den deduzierten Größen R_T , T und σ^N können entweder experimenteller Natur sein oder ihren Ursprung in einer ungenügenden Reproduktion der experimentellen Daten durch die Theorie besitzen. So wurden sämtliche Ergebnisse durch einen quantitativen Vergleich mit theoretischen Resultaten gekoppelter Kanalrechnungen im Rahmen des Schematischen Trajektorienmodells erzielt. Dieses Modell beinhaltet die in Abschnitt 4.1 diskutierten Näherungen, u.a. die Beschränkung auf eine Rutherford'sche Kinematik für Abstände $R > R_{\text{kont}}$, dem nuklearen Kontaktabstand, oder die Vernachlässigung der nuklearen Dynamik während der Kernreaktion. Darüber hinaus bliebe allerdings auch die Möglichkeit eines reellen (kernphysikalischen) Effektes.

Auch die experimentellen Daten zum Stoßsystem $U + Th$ ($Z_U = 182$) [Cle84] weisen auf eine entsprechende Struktur in den Positronenspektren hin. Sie liegt ebenfalls bei $E_e^+ \sim (300 \pm 20)$ keV und besitzt eine leichte Abhängigkeit vom Teilchenstreuwinkel. $U + Th$ -, $U + U$ - und $U + Cm$ - Daten ergeben somit einheitlich eine Zentrierung der Linienstrukturen um eine Positronenenergie von ~ 300 keV.

Offensichtlich steht dies im Widerspruch zu einer ersten, qualitativen Abschätzung der Linienposition, demgemäß sich die Linie mit

wachsender Gesamtkernladungszahl Z_u zu höheren Positronen-energien hin verschieben sollte. Dies gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, daß der internukleare Abstand R_T während der Reaktion, oder besser: die Form der nuklearen Ladungsverteilung, nicht vom untersuchten Stoßsystem abhängen. Die Berücksichtigung attraktiver nuklearer Kräfte könnte jedoch zur Ausbildung von 'Taschen' im nuklearen Streupotential [Rho83,Sei83] für Abstände R auch unterhalb des nuklearen Kontaktabstandes führen. Im Bereich dieser, im Prinzip Z_u -abhängigen, lokalen Minima wäre die Bildung von metastabilen nuklearen Konfigurationen möglich, wie sie zur Erklärung der $1s\sigma$ -Resonanzenergie und somit der Position der spontanen Positronenlinie benötigt werden. Diese Spekulationen bedürfen jedoch noch einer Untermauerung im Rahmen kernphysikalischer Modelle. Darüber hinaus ist es z.Zt. noch nicht bekannt, ob das gebildete nukleare Riesenmolekül tatsächlich eine Gesamtkernladungszahl Z_u besitzt oder nicht bereits zu Beginn der Molekülbildung über Protonen- oder α -Teilchen-Abdampfung seine Kernladung vermindert hat. (Vielleicht sollte man auch einmal ein Experiment mit ungeradem $Z_u > Z_{kr}$ durchführen ?)

Das erst kürzlich von der EPOS-Kollaboration vermessene, ebenfalls überkritische $Th + Cm$ - System ($Z_u = 186$) gibt in dieser Hinsicht weitere Rätsel auf: Trotz der niedrigeren Kernladung liegt die (signifikante) Positronenstruktur in diesem System rund 50 keV höher [Gre84,Cow84] als die entsprechende Linie im $U + Cm$ - Experiment. Diese Befunde bedürfen somit noch einer allgemeinen Systematik.

Auch bezüglich des Ursprungs der höherenergetischen Strukturen in den $U + U$ - [Cle84;Bok83b,Sch84] und in den $U + Cm$ - Spektren [Gre83] fehlt derzeit noch eine zufriedenstellende Interpretation. (Die experimentellen Daten weisen im hochenergetischen Spektralbereich allerdings gewisse Konsistenzschwächen auf.) So wäre die Annahme eines spontanen Ursprungs der Linien nur dann haltbar, wenn exotische Kerneffekte, z.B. ein Dichte-Isomer, charakterisiert als 'zweites Minimum' in der nuklearen Zustandsgleichung $E(\rho)$, zum Schrumpfen der nuklearen Ladungsverteilung führen würden. Kernmaterie gewöhnlicher Dichte ρ_0 hingegen besitzt auch bei vollständiger Amalgamierung des Compound-Systems ($R \rightarrow 0$) nicht die

notwendige konzentrierte Ladungsverteilung, um (selbst im Falle gleichzeitiger vollständiger Ionisation der Atomhülle) den 1s-Zustand genügend stark zu binden. Der Versuch einer atomphysikalischen Interpretation der Linienstrukturen ('Nichteintauchen der gebundenen Elektronen-Zustände') scheiterte ebenfalls, einerseits an der Forderung nach einer exakt definierten nuklearen Verzögerungszeit T , andererseits aber an dem benötigten nuklearen Wirkungsquerschnitt in der Größenordnung von $\sigma^N \sim 300 \text{ mb}$. Darüber hinaus ist kein Mechanismus bekannt, der das Eintauchen der gebundenen elektronischen Zustände verhindern könnte.

Die Möglichkeit, die höherenergetischen Linien als Stokes-Satelliten der spontanen Positronenlinie zu deuten, führt zu der Forderung, daß die Kopplungsstärke zwischen den nuklearen und den atomaren Freiheitsgraden des Riesenatoms extrem groß sein müßte. Eine quantenmechanische Formulierung und somit die quantitative Berechnung der Konversionsprozesse in Riesenatomen steht z.Zt. allerdings noch aus. Eine Bestätigung dieser Hypothese zur Interpretation der höherenergetischen Linien würde ein weites Feld zur Spektroskopie nuklearer Riesensysteme eröffnen.

Wenngleich die höherenergetischen Strukturen in den Spektren emittierter Positronen noch nicht verstanden sind, läßt sich der Ursprung der niederenergetischen Linien bei Positronenenergien $E_{e^+} \sim 300 \text{ keV}$ inzwischen recht gut eingrenzen. Kontrollmessungen (u.a. auch im unterkritischen, Uran-haltigen Stoßsystem $U + Pb$ oder im überkritischen, Uran-losen System $Th + Cm$), die Analyse der Linienform, die Untersuchung der koinzident gemessenen γ - und δ -Elektronen-Spektren, sowie die Bestimmung der Geschwindigkeit des Emittersystems widerlegen mit hoher Sicherheit die alternative Erklärungsmöglichkeit der Linien als Konversionsstrukturen. Neben der spontanen Positronenerzeugung bleibt als Quelle allerdings noch der kurzlebige nukleare Übergang mit anschließender Konversion im vereinigten System der beiden Kerne - ein Prozeß, der parallel zum spontanen Zerfall des Vakuums $|0\rangle$ auftreten sollte.

D.h.: obwohl die vorgeschlagene Interpretation der Positronenlinien einerseits noch gewisse Schwächen (z.B. bezüglich der Erklärung der experimentell bestimmten Lage der Strukturen) aufweist und andererseits zu ungewöhnlichen Forderungen an die involvierte

Kernphysik führt (lange Lebensdauer $T \gtrsim 10^{-19}\text{s}$ des nuklearen Riesensystems mit anschließend nahezu symmetrischem Aufbruch bei Energieverlusten $\lesssim 15\text{ MeV}$), ist gegenwärtig aufgrund der aktuellen experimentellen Resultate eine andere Deutung als die der spontanen Paarerzeugung schwerlich zu geben. Man sollte die oben genannten Schwierigkeiten jedoch im Auge behalten und nach weiteren experimentellen Überprüfungen ebenso wie nach weiteren, bisher unbekannten, theoretischen Interpretationsmöglichkeiten forschen.

Die Hoffnung, spontan erzeugte Positronen etwa durch Koinzidenzmessungen mit atomaren K-Löchern und hochenergetischen δ -Elektronen oder durch die Verwendung nackten Urans ($\text{U}^{92+} \rightarrow \text{U}^{92+}$) gegenüber induzierten atomaren Positronen oder den nuklear verursachten (Konversions-) Positronen zu begünstigen, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit bereits diskutiert. Aus theoretischer Sicht erscheint es in beiden Fällen (leider) zweifelhaft, ob dementsprechend aufwendige, experimentelle Untersuchungen die wünschenswerte Klarheit für den spontanen Erzeugungsmechanismus der Linie werden bieten können.

Die hier vorgestellte quantitative Analyse der experimentellen Daten bedarf seitens der Theorie noch gewisser Verbesserungen. Die zeitabhängige Berücksichtigung atomarer Anregungen in den verwendeten Basiszuständen als Zwischenschritt von der ATDHF-Approximation zum TDHF-Formalismus wäre eine, allerdings nicht vordringliche Aufgabe. Von besonderer Wichtigkeit ist die Weiterentwicklung des vorgestellten quantenmechanischen Modells [Hei83a,84] zur exakteren Beschreibung des nuklearen Streuprozesses. Dies schließt eine Parametrisierung der exakten Form des Streupotentials, die sorgfältige Berücksichtigung der theoretisch erwarteten [Hes84] Vielzahl von Rotationsbanden oder die Berücksichtigung inelastischer Streuprozesse ebenso ein wie die Rücknahme einiger Näherungen und Vernachlässigungen bei der Herleitung der verwendeten theoretischen Ausdrücke (z.B. die Annahme, daß atomare und nukleare Anregungen in räumlich getrennten Regionen stattfinden). Sollten sich die höherenergetischen positronischen Strukturen tatsächlich als Stokes-Satelliten der spontanen Positronenlinie bestätigen, dann wäre eine Erweiterung zur quantenmechanischen Beschreibung von

Konversionsprozessen im überkritischen Feld der Riesenatome unerläßlich.

Neben der verheißungsvollen Analyse strukturbetaffeter Positronenspektren in $U + Th$ -, $U + U$ -, $Th + Cm$ - und $U + Cm$ - Stößen bei Einschußenergien nahe der Coulomb-Barriere wurde das Verhalten atomarer Anregungsprozesse in höherenergetischen, tiefinelastischen Kernkollisionen im Rahmen zweier makroskopischer nuklearer Reibungsmodelle [Bir78,79;Sch78] ausführlich diskutiert. Obwohl die mit Hilfe nuklearer Reibungskräfte eingeführten nuklearen Verzögerungszeiten für Stoßparameter $b < b_{gr}$ lediglich in der Größenordnung von $\sim 10^{-21}s$ liegen, zeigen die entlang der entsprechenden nuklearen Trajektorien berechneten δ -Elektronen- und Positronenspektren ebenso wie die atomaren K-Loch-Raten signifikante Abweichungen von den Anregungsraten in elastischer Rutherford-Streuung. Dies gilt um so mehr, je gezielter aufgrund experimentell gesetzter Koinzidenzbedingungen einzelne Stoßparameterbereiche (oder Reaktionstypen) separiert werden können. Im Rahmen der δ -Elektronen- und Positronenspektroskopie versuchten H. Backe, E. Kankleit, P. Senger und Mitarbeiter [Sen83a,Bac83] eine Unterscheidung zwischen elastischer Streuung und inelastischen, zur Spaltung führenden Kollisionen. Die geplante Koinzidenzmessung zu tiefinelastischen Ereignissen mit zwei Sekundärspaltungen soll zur weiteren Ausblendung peripherer Kollisionen führen. K-Loch-Raten in (quasi-) elastischen $U + U$ - Streuungen mit Energiedissipationen bis zu ~ 190 MeV wurden von W.E. Meyerhof bestimmt [Sto83a,84,Mey84a,b]. In allen Fällen konnte der Vergleich der experimentellen Daten mit den hier diskutierten theoretischen Resultaten den Einfluß nuklearer Reaktionszeiten auf die atomaren Anregungsprozesse belegen. Eine quantitative Reproduktion der Daten und damit die (von fitbaren kernphysikalischen Aussagen über nukleare Endzustände unabhängige) Bestätigung eines der beiden hier diskutierten nuklearen Streumodelle steht allerdings noch aus.

Offenkundig ist jedoch, daß die Messung atomarer Anregungsprozesse auch für diese Klasse nuklearer Streuungen (oder besser: Reaktionen) eine geeignete und handhabbare Methode zur Bestimmung nuklearer Bewegungsabläufe während einer Schwerionenreaktion darstellt. Dies beinhaltet u.U. auch die diskutierte Unterschei-

dung zwischen dem direkten und einem zeitverzögerten, sekundären Drei-Körper-Aufbruch.

"Die Spektroskopie atomarer Anregungsprozesse, speziell die Positronenspektroskopie, als Mikroskop nuklearer Reaktionen und Anregungen?" - diese Frage muß, zusammenfassend, bejaht werden. Der über die Atomphysik hinausgehende Nutzen dieser Untersuchungen ist derzeit noch gar nicht abzuschätzen:

- Dies betrifft einerseits die Bestätigung quantenelektrodynamischer Aussagen, namentlich 'Der Zerfall des gewöhnlichen, elektrisch neutralen Vakuums $|0\rangle$ in überkritischen elektrischen Feldern zum geladenen Vakuum $|\tilde{0}\rangle$ unter spontaner Emission von Positronen'.
- Andererseits kann sie aber auch bedeutende Anstöße für die Kernphysik liefern, falls sich die spontane Herkunft der experimentell beobachteten Positronenlinien in überkritischen Stoßsystemen bewahrheitet. Sollte die dann abzuleitende Existenz nuklearer Riesensysteme sich nicht im Rahmen traditioneller kernphysikalischer Konzepte beschreiben lassen, sondern sich als ein typisches Phänomen großer Materieansammlungen darstellen,
- dann wären Auswirkungen bis in die Konzeptionen stellarer Objekte denkbar.

Zuvor jedoch sollten auch die letzten Zweifel am spontanen Ursprung der Positronenlinien beseitigt werden, am besten durch einen (noch zu entwickelnden) direkten Beweis.

ANHANG. THEORETISCHE HERLEITUNG EINER BESTIMMUNGSGLEICHUNG FÜR KOINZIDENZMESSUNGEN

In diesem Kapitel soll eine Bestimmungsgleichung für die Wahrscheinlichkeit einer koinzidenten Messung eines Teilchens (z.B. eines δ -Elektrons) und eines Loches (z.B. eines K-Loches) hergeleitet werden [MüU83d]. Dabei wird angenommen, daß Zustände unterschiedlicher Spinrichtung experimentell nicht getrennt werden können. Da es in (nahezu) symmetrischen Stoßsystemen außerdem keinerlei Möglichkeiten gibt, zu entscheiden, ob ein atomares K-Loch in einem molekularen $1s\sigma$ - oder in einem $2p_{\frac{1}{2}}\sigma$ -Zustand erzeugt wurde, wird die abzuleitende Bestimmungsgleichung eine entsprechende Verallgemeinerung beinhalten.

Sei $N_{\alpha\beta\gamma\delta,\kappa\lambda\mu\nu}$ die auf 1 normierte Wahrscheinlichkeit für Teilchen-Loch-Koinzidenzen. Die Indizes $\alpha\beta\gamma\delta$ sind dabei den Teilchen, $\kappa\lambda\mu\nu$ den Löchern zugeordnet. Die Indizes besitzen die möglichen Werte 0 und 1, entsprechend der Wahrscheinlichkeit, kein bzw. exakt ein Teilchen (Loch) in dem betreffenden Zustand nachzuweisen. Die jeweiligen Indizes sind dabei mit den Quantenzahlen, in unserem Falle $\{s\uparrow, s\downarrow, p\uparrow, p\downarrow\}$, verknüpft. In dieser Konvention bedeutet z.B. $\alpha = 1$, daß man ein Teilchen im s -Zustand mit Spin $\uparrow$ nachweisen kann, $\nu = 0$ verdeutlicht, daß sich kein Loch im betreffenden p -Zustand mit Spin $\downarrow$ befindet. (Wir beschränken uns im folgenden also auf Beiträge des $s_{\frac{1}{2}}$ - und des $p_{\frac{1}{2}}$ -Kanals, das deduzierte Ergebnis läßt sich jedoch schnell verallgemeinern).

Da diese vier Kanäle mit unterschiedlicher Parität bzw. Spin-Richtung im Rahmen unserer Berechnungen voneinander unabhängig sind, faktorisiert $N_{\alpha\beta\gamma\delta,\kappa\lambda\mu\nu}$ in

$$(A.1) \quad N_{\alpha\beta\gamma\delta,\kappa\lambda\mu\nu} = N_{\alpha\kappa} \cdot N_{\beta\lambda} \cdot N_{\gamma\mu} \cdot N_{\delta\nu}.$$

Die Summe über alle Koinzidenz-Wahrscheinlichkeiten $N_{\alpha\beta\gamma\delta,\kappa\lambda\mu\nu}$ läßt sich deshalb schreiben als

$$(A.2) \quad \sum N_{\alpha\beta\gamma\delta,\kappa\lambda\mu\nu} = (\sum N_{\alpha\kappa}) \cdot (\sum N_{\beta\lambda}) \cdot (\sum N_{\gamma\mu}) \cdot (\sum N_{\delta\nu}).$$

Jeder Term N_{ij} besitzt dabei vier mögliche Werte: N_{11} , N_{10} , N_{01} und N_{00} , wobei (vgl. Gl. (2.13)):

$$(A.3a) \quad N_{11} = N_{pq} = N_p N_q + |\sum_{k < F} a_{kp}^{* (\infty)} a_{kq}^{(\infty)}|^2 ,$$

$$(A.3b) \quad N_{10} = N_p - N_{pq} ,$$

$$(A.3c) \quad N_{01} = N_q - N_{pq} ,$$

$$(A.3d) \quad N_{00} = 1 - N_p - N_q + N_{pq} .$$

Die Loch- bzw. Teilchenwahrscheinlichkeiten N_q bzw. N_p bestimmen sich hierbei aus den Anregungsamplituden gemäß Gl. (2.11) und (2.12), allerdings entsprechend ihrer ursprünglichen Herleitung in [Rei79b, Sof80], also ohne einen die beiden Spinrichtungen berücksichtigenden Faktor 2.

Durch sukzessive Anwendung der Gl. (A.3) erhält man leicht:

$$(A.4) \quad \sum_{\alpha\kappa} N_{\alpha\kappa} = \sum_{\beta\lambda} N_{\beta\lambda} = \sum_{\gamma\mu} N_{\gamma\mu} = \sum_{\delta\nu} N_{\delta\nu} = 1$$

und deshalb

$$(A.5) \quad \sum N_{\alpha\beta\gamma\delta, \kappa\lambda\mu\nu} = 1 .$$

Zur Herleitung der oben geforderten Bestimmungsgleichung für die Wahrscheinlichkeit einer Teilchen-Loch-Koinzidenz sind wir ausschließlich an solchen Termen $N_{\alpha\beta\gamma\delta, \kappa\lambda\mu\nu}$ interessiert, bei denen in der ersten Indexsequenz ($\alpha\beta\gamma\delta$) zumindest eine 1 und gleichzeitig auch in der zweiten Sequenz ($\kappa\lambda\mu\nu$) mindestens eine 1 auftaucht, also:

$$(A.6) \quad N_{(1), (1)} = 1 - \sum' N_{\alpha\beta\gamma\delta, \kappa\lambda\mu\nu} .$$

Die Summation $\sum'$ repräsentiert all die Terme, bei denen entweder keine Teilchen innerhalb des gesetzten Energiefensters oder keine Löcher in den betrachteten gebundenen Niveaus nachgewiesen werden können:

$$(A.7) \quad \sum' N_{\alpha\beta\gamma\delta, \kappa\lambda\mu\nu} = \sum N_{\alpha\beta\gamma\delta, 0000} + \sum N_{0000, \kappa\lambda\mu\nu} - N_{0000, 0000}$$

Der letzte Term in Gl. (A.7) wird subtrahiert, um die Doppelzählung in den beiden Summen zu kompensieren. Unter Verwendung der Gl. (A.2) und (A.3) erhalten wir

$$(A.8) \quad \sum N_{\alpha\beta\gamma\delta, 0000} = (\sum N_{\alpha 0}) \cdot (\sum N_{\beta 0}) \cdot (\sum N_{\gamma 0}) \cdot (\sum N_{\delta 0}) ,$$

mit

$$(A.9) \quad \sum N_{\alpha 0} = N_{00} + N_{10} \equiv 1 - N_q$$

und entsprechend für den Term $\sum N_{0000, \kappa\lambda\mu\nu}$ mit

$$(A.10) \quad \sum N_{0\kappa} = N_{00} + N_{01} \equiv 1 - N_p .$$

Berücksichtigen wir, daß im Rahmen unserer Berechnungen keinerlei Unterschiede in den Anregungswahrscheinlichkeiten für Zustände unterschiedlicher Spinrichtung auftreten, erhält man schließlich

$$(A.11) \quad N_{(1), (1)} = 1 - (1 - N_\kappa)^2 \cdot (1 - N_\mu)^2 \\ - (1 - N_\alpha)^2 \cdot (1 - N_\gamma)^2 \\ + (1 - N_\alpha - N_\kappa + N_{\alpha\kappa})^2 \cdot (1 - N_\gamma - N_\mu + N_{\gamma\mu})^2 .$$

Alle Terme in Gl. (A.11) sind als meßbare Größen in einem bestimmten Winkelfenster $\Delta\Omega_i$ und (für Kontinuumszustände) in einem gewissen Energiebereich ΔE_i zu verstehen. (Gl. (A.11) läßt sich leicht erweitern zur Berücksichtigung von Detektoreffizienzen ε_i oder anderen experimentellen Größen. Bei der Herleitung von Gl. (A.11) wurde darüber hinaus angenommen, daß experimentell im Prinzip unterscheidbare Teilchen (Löcher) simultan gemessen werden können, also z.B. ein δ -Elektron mit Energie E_1 und ein δ -Elektron mit Energie E_2 . Gelingt der Nachweis dieser beiden Teilchen allerdings nur gemäß einer statistisch definierten Relation, dann läßt

sich dies durch eine entsprechend konzipierte Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit ε_i kompensieren.) Mit den Abkürzungen

$$(A.12) \quad \Delta_p = \Delta E_p \Delta \Omega_p, \quad \Delta_q = \Delta \Omega_q$$

läßt sich Gl. (A.11) umschreiben zu

$$(A.13) \quad N_{(1),(1)} \Delta_p \Delta_q = 1 - (1 - N_{\kappa} \Delta_q)^2 \cdot (1 - N_{\mu} \Delta_q)^2 \\ - (1 - N_{\alpha} \Delta_p)^2 \cdot (1 - N_{\delta} \Delta_p)^2 \\ + (1 - N_{\alpha} \Delta_p - N_{\kappa} \Delta_q + N_{\alpha\kappa} \Delta_p \Delta_q)^2 \cdot (1 - N_{\gamma} \Delta_p - N_{\mu} \Delta_q + N_{\gamma\mu} \Delta_p \Delta_q)^2.$$

Im theoretisch interessierenden, da Detektor-unabhängigen Limes $\Delta E_i, \Delta \Omega_i \rightarrow 0$, erhält man deshalb

$$(A.14) \quad N_{pq}^{\text{tot}} = N_{E,1s\sigma} + N_{E,2p_{\frac{1}{2}}\sigma},$$

mit [Sof80]:

$$(A.15a) \quad N_{E,1s\sigma} = 2 (N_{Es\sigma,1s\sigma} + N_{Es\sigma} N_{1s\sigma}) + 4 N_{Ep_{\frac{1}{2}}\sigma} N_{1s\sigma},$$

$$(A.15b) \quad N_{E,2p_{\frac{1}{2}}\sigma} = 2 (N_{Ep_{\frac{1}{2}}\sigma,2p_{\frac{1}{2}}\sigma} + N_{Ep_{\frac{1}{2}}\sigma} N_{2p_{\frac{1}{2}}\sigma}) \\ + 4 N_{Es\sigma} N_{2p_{\frac{1}{2}}\sigma}.$$

Terme der Form $N_i \cdot N_j$ beschreiben hierbei zufällige Koinzidenzen, wobei N_i und N_j gemäß Gl. (2.11) bzw. (2.12) für definierte Drehimpulsquantenzahl κ und definierte Spinrichtung zu bestimmen sind. N_{ij} berechnet sich gemäß Gl. (2.13), besteht also seinerseits aus einer zufälligen Koinzidenz ($N_i \cdot N_j$) und dem sogenannten Korrelationsterm $|\sum_{k < F} a_{kp}^* (\infty) a_{kq} (\infty)|^2$.

Geht man von dem hier behandelten symmetrischen Stoßsystem zu leicht asymmetrischen Systemen über, dann läßt sich das K-Loch im schwereren Stoßpartner von dem K-Loch im leichteren experimentell unterscheiden. Trotzdem darf unter Umständen der Beitrag (A.15b) zu N_{pq}^{tot} nicht vernachlässigt werden: Aufgrund des 'vacancy sharing'-Effekts [Mey73,76,77] kann ein Loch im molekularen

$2p_{\frac{1}{2}}\sigma$ -Zustand asymptotisch in ein atomares K-Loch des schwereren Stoßpartners (K_H) übergehen. (Umgekehrt wandert ein Loch im molekularen $1s\sigma$ -Zustand dann in die K-Schale des leichteren Teilchens (K_L).) Die beiden Terme in Gl. (A.14) erhalten dementsprechend jeweils eine besondere Gewichtung:

$$(A.16) \quad N_{pq_H} = (1 - w) N_{E,1s\sigma} + w N_{E,2p_{\frac{1}{2}}\sigma},$$

$$(A.17) \quad N_{pq_L} = w N_{E,1s\sigma} + (1 - w) N_{E,2p_{\frac{1}{2}}\sigma},$$

mit [Mey73,77]

$$(A.18) \quad \frac{w}{1 - w} = e^{-2x},$$

$$2x = \sqrt{2} \pi (\sqrt{E_H} - \sqrt{E_L}) / \sqrt{m_e} v_1.$$

E_H und E_L stehen hierbei für die K-Schalen-Ionisationsenergien des schweren bzw. des leichten Stoßpartners, v_1 kennzeichnet die Projektilgeschwindigkeit, m_e die Elektronenmasse. Gegenüber [Mey77] sind in Gl. (A.17) Beiträge höherer gebundener Zustände (z.B. auch des $2p\pi$ -Niveaus) zur Lochrate im leichteren Atom vernachlässigt.

Für $E_H \approx E_L$ ergibt sich $w \sim \frac{1}{2}$, das K-Loch im leichteren kann vom K-Loch im schwereren Stoßpartner nicht mehr getrennt werden und die zu bildende Summe $N_{pq_H} + N_{pq_L}$ geht in den ursprünglichen Ausdruck, Gl. (A.14), über. Für $E_H \gg E_L$ ergibt w dagegen ~ 0 ; erst dann darf der Beitrag (A.15b) vernachlässigt werden.

Die Verwendung des Verzweigungsverhältnisses w aus [Mey77] zur Beschreibung auch der K-Loch-koinzidenten Raten setzt anschaulich eine zeitliche (oder räumliche) Separation der molekularen Anregungsprozesse und der anschließenden atomaren Rejustierungen voraus. Ist eine solche Trennung nicht möglich, dann läßt sich die Gleichgewichtung der zufälligen Wahrscheinlichkeit $N_p \cdot N_q$ und des Kohärenzterms in Gl. (A.3a) mit dem Verzweigungsfaktor w (bzw. $(1 - w)$) nicht trivial herleiten. Im Falle des Schwerionenstoßes sollte dies jedoch eine gute Näherung darstellen.

Referenzenliste

- [Anh79] R. Anholt, Phys. Lett. **88B**, 262 (1979)
- [Anh80] R. Anholt, 'Why Atomic Delta-Electron Production in Deep-Inelastic Nuclear Reactions Cannot be Observed', unveröffentlicht
- [Anh82] R. Anholt, W.E. Meyerhof, J.D. Molitoris, and Xu Yun-Shan, Z. Physik **A308**, 189 (1982)
- [Anh83] R. Anholt, private Mitteilung
- [Anh84] R. Anholt, *in*: B. Crasemann, ed., 'Atomic Inner-Shell Processes', Plenum, New York, 1984, wird veröffentlicht
- [Bac78] H. Backe, L. Handschug, F. Hessberger, E. Kankeleit, L. Richter, F. Weik, R. Willwater, H. Bokemeyer, P. Vincent, Y. Nakayama, J.S. Greenberg, Phys. Rev. Lett. **40**, 1443 (1978)
- [Bac81] H. Backe, W. Bonin, E. Kankeleit, M. Krämer, R. Krieg, V. Metag, P. Senger, and J.B. Wilhelmy, GSI Sc. Rep. 1981, GSI **82-1**, 140 (1982)
- [Bac83] H. Backe, P. Senger, W. Bonin, E. Kankeleit, M. Krämer, R. Krieg, V. Metag, N. Trautmann, and J.B. Wilhelmy, Phys. Rev. Lett. **50**, 1838 (1983)
- [Bac84] H. Backe and C. Kozhuharov, *in*: H.J. Beyer and H. Kleinpoppen, eds., Progress in Atomic Spectroscopy, Part C, p. 459, Plenum, New York, 1984
- [Ban59] J. Bang and J.M. Hansteen, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **31**, No. 13 (1959)
- [Ber81] E. Berdermann, F. Bosch, M. Clemente, F. Güttner, P. Kienle, W. Koenig, C. Kozhuharov, B. Martin, B. Povh, H. Tsertos, W. Wagner, and Th. Walcher, GSI Sc. Rep. 1980, GSI **81-2**, 128 (1981); und: Verh. Dt. Phys. Ges. (VI) **16**, 806 (1981)
- [Ber82] E. Berdermann, F. Bosch, M. Clemente, F. Güttner, P. Kienle, W. Koenig, C. Kozhuharov, B. Martin, B. Povh, H. Tsertos, W. Wagner, and Th. Walcher, GSI Sc. Rep. 1981, GSI **82-1**, 138 (1982)

- [Ber83] E. Berdermann, M. Clemente, P. Kienle, H. Tsertos, W. Wagner, F. Bosch, C. Kozhuharov, and W. Koenig, GSI Sc. Rep. 1982, GSI 83-1, 147 (1983)
- [Bet75] W. Betz, G. Heiligenthal, J. Reinhardt, R.K. Smith, and W. Greiner, Proc., Int. Conf., 'Physics of Electronic and Atomic Collisions', Seattle 1975
- [Bir65] J.R. Birkelund and J.R. Huizenga, USERDA Prog. Rep. C00-3496-65, p. 131; vgl. Ref. 9 in [Fre79]
- [Bir78] J.R. Birkelund, J.R. Huizenga, J.N. De, and D. Sperber, Phys. Rev. Lett. 40, 1123 (1978)
- [Bir79] J.R. Birkelund, L.E. Tubbs, J.R. Huizenga, J.N. De, and D. Sperber, Phys. Rep. 56, 107 (1979)
- [Bir83] J.R. Birkelund and J.R. Huizenga, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 33, 265 (1983)
- [Bla78] J.S. Blair, P. Dyer, K.A. Snover, and T.A. Trainor, Phys. Rev. Lett. 41, 1712 (1978)
- [Bla82] J.S. Blair and R. Anholt, Phys. Rev. A25, 907 (1982)
- [Bło77] J. Błocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki, and C.F. Tsang, Ann. Phys. (N.Y.) 105, 427 (1977)
- [Bod71] A.R. Bodmer, Phys. Rev. D4, 1601 (1971)
- [Boh48] N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 18, 1 (1948)
- [Bok81] H. Bokemeyer, H. Folger, H. Grein, S. Ito, D. Schwalm, P. Vincent, K. Bethge, A. Gruppe, R. Schulé, M. Waldschmidt, J.S. Greenberg, J. Schweppe, and N. Trautmann, GSI Sc. Rep. 1980, GSI 81-2, 127 (1981); und: Verh. Dt. Phys. Ges. (VI) 16, 795 (1981)
- [Bok82] H. Bokemeyer, H. Folger, H. Grein, S. Ito, D. Schwalm, P. Vincent, K. Bethge, A. Gruppe, R. Schulé, M. Waldschmidt, J.S. Greenberg, J. Schweppe, and N. Trautmann, GSI Sc. Rep. 1981, GSI 82-1, 139 (1982)
- [Bok83a] H. Bokemeyer, H. Folger, H. Grein, Y. Kido, T. Cowan, J.S. Greenberg, J. Schweppe, K. Bethge, A. Gruppe, R. Merten, Th. Odenweller, K.E. Stiebing, D. Schwalm, P. Vincent, and N. Trautmann, GSI Sc. Rep. 1982, GSI 83-1, 146 (1983)

- [Bok83b] H. Bokemeyer, K. Bethge, H. Folger, J.S. Greenberg, H. Grein, A. Gruppe, S. Ito, R. Schulé, D. Schwalm, J. Schweppe, N. Trautmann, P. Vincent, and M. Waldschmidt, *in*: W. Greiner, ed., 'Quantum Electrodynamics of Strong Fields', NASI series *B80*, 273, Plenum, New York 1983
- [Bok83c] H. Bokemeyer, private Mitteilung
- [Bok84] H. Bokemeyer, H. Folger, H. Grein, Y. Kido, T. Cowan, J.S. Greenberg, J. Schweppe, K. Bethge, A. Gruppe, K.E. Stiebing, D. Schwalm, P. Vincent, R. Fonte, H. Backe, M. Begemann, M. Klüver, and N. Trautmann, GSI Sc. Rep. 1983, GSI *84-1*, wird veröffentlicht
- [Bon74] J.P. Bondorf, M.I. Sobel, and D. Sperber, Phys. Rep. *15C*, 83 (1974)
- [Bri76] J.S. Briggs, Rep. Prog. Phys. *39*, 217 (1976)
- [Bri78] J.S. Briggs and K. Taulbjerg, *in*: I. Sellin, ed., 'Structures and Collisions of Ions and Atoms', p. 105, Springer, Berlin, 1978
- [Che76] K.T. Cheng and W.R. Johnson, Phys. Rev. *A14*, 1943 (1976)
- [Chu56] E.L. Church and J. Weneser, Phys. Rev. *103*, 1035 (1956)
- [Chu60] E.L. Church and J. Weneser, Annu. Rev. Nucl. Sci. *10*, 113 (1960)
- [Cle83] M. Clemente, Dissertation, TU München 1983
- [Cle84] M. Clemente, E. Berdermann, P. Kienle, H. Tsertos, W. Wagner, C. Kozhuharov, F. Bosch, and W. Koenig, Phys. Lett. *137B*, 41 (1984)
- [Cow83] T. Cowan, private Mitteilung
- [Cow84] T. Cowan, private Mitteilung; und: Vortrag am 18. 4. 84, GSI Darmstadt
- [Dav80] K.T.R. Davies, K.R. Sandhya Devi, and M.R. Strayer, Phys. Rev. Lett. *44*, 23 (1980)
- [Fea81] J.M. Feagin and L. Kocbach, J. Phys. *B14*, 4349 (1981)

- [Fre79] H. Freiesleben, K.D. Hildenbrand, F. Pühlhofer, W.F.W. Schneider, R. Bock, D.v. Harrach, and H.J. Specht, Z. Physik **A292**, 171 (1979)
- [Ful73] L.P. Fulcher and A. Klein, Phys. Rev. **D8**, 2455 (1973)
- [Gär81] P. Gärtner, U. Heinz, B. Müller, and W. Greiner, Z. Physik **A300**, 143 (1981)
- [Ger69] S.S. Gershtein and Ya.B. Zeldovich, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **57**, 654 (1969); und: Sov. Phys. JETP **30**, 358 (1970)
- [Glä79] P. Glässel, D.v. Harrach, Y. Civelekoglu, R. Männer, H.J. Specht, J.B. Wilhelmy, H. Freiesleben, and K.D. Hildenbrand, Phys. Rev. Lett. **43**, 1483 (1979)
- [Glä82] P. Glässel, D.v. Harrach, L. Grodzins, and H.J. Specht, Phys. Rev. Lett. **48**, 1089 (1982)
- [Glä83] P. Glässel, D.v. Harrach, H.J. Specht, and L. Grodzins, Z. Physik **A310**, 189 (1983)
- [Gol83] U. Gollerthan, private Mitteilung
- [Got79] P.-A. Gottschalk, P. Vater, H.-J. Becker, R. Brandt, G. Grawert, G. Fiedler, R. Haag, and T. Rautenberg, Phys. Rev. Lett. **42**, 359 (1979)
- [Gre82a] J.S. Greenberg and W. Greiner, Physics Today, August 1982, page 24
- [Gre82b] J.S. Greenberg, *in*: B. Crasemann, ed., AIP Conf. Proc. No. **94**, 173, New York (1983)
- [Gre83] J.S. Greenberg, *in*: W. Greiner, ed., 'Quantum Electrodynamics of Strong Fields', NASI series **B80**, 853, Plenum, New York 1983
- [Gre84] J.S. Greenberg, private Mitteilung
- [Gr83a] W. Greiner, ed., 'Quantum Electrodynamics of Strong Fields', NASI series **B80**, Plenum, New York 1983
- [Gr83b] W. Greiner, *in*: P. Blasi and R.A. Ricci, eds., Proc., Int. Conf. Nucl. Phys., Vol. II, Invited Papers, p. 635, Tipografia Compositori, Bologna 1983
- [Gro78] D.H.E. Gross and H. Kalinowski, Phys. Rep. **45**, 175 (1978)
- [Gro81] D.H.E. Gross, R.C. Nayak, and L. Satpathy, Z. Physik **A299**, 63 (1981)

- [Gro82a] D.H.E. Gross and L. Satpathy, *Phys. Lett.* **110B**, 31 (1982)
- [Gro82b] D.H.E. Gross and L. Satpathy, *in*: C.H. Dasso, R.A. Broglia, and A. Winther, eds., *Nucl. Phys.*, p. 691, North Holland, Amsterdam 1982
- [Gru84] A. Gruppe, Dissertation, Universität Frankfurt 1984
- [Güt83] F. Güttner, W. Koenig, N. Lutz, B. Martin, H. Skapa, J. Soltani, H. Banda, A.V. Ramayya, F. Bosch, and Ch. Kozhuharov, XIII. ICPEAC, Abstracts, p. 439, Berlin 1983
- [Gyu74] M. Gyulassy, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 921 (1974)
- [Gyu77] M. Gyulassy and W. Greiner, *Ann. Phys.* **109**, 485 (1977)
- [Han75] J.M. Hansteen, *in*: D.R. Bates, ed., 'Advances in Atomic and Molecular Physics', Vol. II, p. 299, Academic, New York, 1975
- [Har27] D.R. Hartree, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **24**, 31 and 169 (1927)
- [Har82] D.v. Harrach, P. Glässel, L. Grodzins, S.S. Kapoor, and F. J. Specht, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1093 (1982)
- [Hei78] G. Heiligenthal, W. Betz, G. Soff, B. Müller, and W. Greiner, *Z. Physik A285*, 105 (1978)
- [Hei83a] U. Heinz, B. Müller, and W. Greiner, *Ann. Phys.* **151**, 227 (1983)
- [Hei83b] U. Heinz, J. Reinhardt, B. Müller, W. Greiner, and W.T. Pinkston, UFTP-preprint 116/1983; ist veröffentlicht in: *Z. Physik A316*, 341 (1984)
- [Hei83c] U. Heinz, J. Reinhardt, B. Müller, W. Greiner, and U. Müller, *Z. Physik A314*, 125 (1983)
- [Hei84] U. Heinz, U. Müller, J. Reinhardt, B. Müller, and W. Greiner, UFTP-preprint 131/1984; *Ann. Phys.*, in Druck
- [Her82] M. Herath-Banda, W. Koenig, C. Kozhuharov, N. Lutz, B. Martin, B. Povh, H. Skapa, J. Soltani, *Jahresbericht 1982*, MPI für Kernphysik, Heidelberg, p. 138
- [Hes84] P.O. Hess, private Mitteilung
- [Ito82] S. Ito, P. Armbruster, H. Bokemeyer, F. Bosch, H. Emling, H. Folger, E. Grosse, R. Kulesa, D. Liesen,

- D. Maor, D. Schwalm, J.S. Greenberg, R. Schulé, and N. Trautmann, GSI Sc. Rep. 1981, GSI 82-1, 141 (1982)
- [Jah82] U. Jahnke, H.H. Rossner, D. Hilscher, and E. Holub, Phys. Rev. Lett. 48, 17 (1982)
- [Kan81] E. Kankeleit, R. Köhler, M. Kollatz, M. Krämer, R. Krieg, P. Senger, and H. Backe, GSI Sc. Rep. 1980, GSI 81-2, 195 (1981)
- [Kie81] P. Kienle, *in*: I.A. Dorobantu, ed., Proc., Fifth Gen. Conf. of the Eur. Phys. Soc., 'Trends in Physics 1981', p. 570, Istanbul 1981
- [Kie83] P. Kienle, *in*: W. Greiner, ed., 'Quantum Electrodynamics of Strong Fields', NASI series B80, 293, Plenum, New York 1983
- [Kie84] P. Kienle, private Mitteilung; und: 'Auf der Suche nach Neuem', Vortrag am 22.3.84, GSI Darmstadt
- [Kir83] J. Kirsch, B. Müller, and W. Greiner, Phys. Lett. 94A, 151 (1983)
- [Kle29] O. Klein, Z. Physik 53, 157 (1929)
- [Kle83] M. Kleber and W. Elberfeld, GSI Sc. Rep. 1982, GSI 83-1, 173 (1983)
- [Koc80] L. Kocbach, J.M. Hansteen, and R. Gundersen, Nucl. Inst. & Meth. 169, 281 (1980)
- [Koh65] W. Kohn and L.J. Sham, Phys. Rev. 140, 1133 (1965)
- [Koz79] C. Kozhuharov, P. Kienle, E. Berdermann, H. Bokemeyer, J.S. Greenberg, Y. Nakayama, P. Vincent, H. Backe, L. Handschug, E. Kankeleit, Phys. Rev. Lett. 42, 376 (1979)
- [Koz82] C. Kozhuharov, *in*: S. Datz, ed., 'Physics of Electronic and Atomic Collisions', p. 179, North Holland, Amsterdam 1982
- [Koz83] C. Kozhuharov, private Mitteilung
- [Koz84] C. Kozhuharov, private Mitteilung
- [Kra79] H.J. Krappe, J.R. Nix, and A.J. Sierk, Phys. Rev. Lett. 42, 215 (1979)
- [Kra84] J. Krause, Dissertation, TU München, 1984
- [Lee74] T.D. Lee and G.C. Wick, Phys. Rev. D9, 2291 (1974)

- [Lie80] D. Liesen, P. Armbruster, H.-H. Behnke, F. Bosch, S. Hagmann, P.H. Mokler, H. Schmidt-Böcking, and R. Schuch, *in*: N. Oda and K. Takayanagi, eds., 'Electronic and Atomic Collisions', p. 337, North Holland, Amsterdam 1980
- [Lie82] D. Liesen, Comm. At. Mol. Phys. **12**, 39 (1982)
- [Lyu83] V.L. Lyuboshits, Sov. J. Nucl. Phys. **37**, 174 (1983); und: Yad. Fiz. **37**, 292 (1983)
- [McV81] K.W. McVoy, X.T. Tang, and H.A. Weidenmüller, Z. Physik **A299**, 195 (1981)
- [McV82] K. McVoy and H.A. Weidenmüller, Phys. Rev. **A25**, 1462 (1982)
- [Meh84] G. Mehler, T. de Reus, J. Reinhardt, G. Soff, and U. Müller, GSI - 84 - 16 preprint
- [Mey73] W. Meyerhof, Phys. Rev. Lett. **31**, 1341 (1973)
- [Mey76] W. Meyerhof, R. Anholt, T.K. Saylor, S.M. Lazarus, A. Little, and L.F. Chase, Jr, Phys. Rev. **A14**, 1653 (1976)
- [Mey77] W. Meyerhof, R. Anholt, and T.K. Saylor, Phys. Rev. **A16**, 169 (1977)
- [Mey79] W. Meyerhof, R. Anholt, and W. Wölfli, Phys. Lett. **84B**, 59 (1979)
- [Mey83] W.E. Meyerhof, private Mitteilung
- [Mey84a] W.E. Meyerhof, *in*: J. Eichler, I.V. Hertel, and N. Stolterfoht, eds., 'Electronic and Atomic Collisions', XIII. ICPEAC, Invited Papers, p. 31, Elsevier Sc. Publ., North Holland, Amsterdam 1984
- [Mey84b] W.E. Meyerhof and J.F. Chemin, Adv. At. Mol. Phys. **20**, (1984), in Druck
- [Mig72] A.B. Migdal, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **63**, 1993 (1972)
- [Mig78] A.B. Migdal, Rev. Mod. Phys. **50**, 107 (1978)
- [Mol83] J.D. Molitoris, R. Anholt, S. Andriamonje, E. Morenzoni, W.E. Meyerhof, and O.K. Baker, XIII. ICPEAC, Abstracts, p. 437, Berlin 1983
- [MüB72a] B. Müller, H. Peitz, J. Rafelski, and W. Greiner, Phys. Rev. Lett. **28**, 1235 (1972)

- [MüB72b] B. Müller, J. Rafelski, and W. Greiner, *Z. Physik* **257**, 183 (1972)
- [MüB73a] B. Müller, J. Rafelski, and W. Greiner, *Il Nuovo Cim.* **18A**, 551 (1973)
- [MüB73b] B. Müller, J. Rafelski, and W. Greiner, *Phys. Lett.* **47B**, 5 (1973)
- [MüB76a] B. Müller and W. Greiner, *Z. Naturforsch.* **31a**, 1 (1976)
- [MüB76b] B. Müller, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **26**, 351 (1976)
- [MüB77] B. Müller and W. Greiner, *Acta Phys. Austriaca, Suppl.* XVIII, 153 (1977)
- [MüB80] B. Müller and V. Oberacker, *Phys. Rev.* **C22**, 1909 (1980)
- [MüB84] B. Müller, private Mitteilung
- [MüU80a] U. Müller, Diplom-Arbeit, Univ. Frankfurt, 1980
- [MüU80b] U. Müller, J. Reinhardt, G. Soff, B. Müller, and W. Greiner, *Z. Physik* **A297**, 357 (1980); und: *Z. Physik* **A299**, 90 (1981)
- [MüU80c] U. Müller, W. Betz, P. Gärtner, J. Reinhardt, G. Soff, B. Müller, W. Greiner und J. Kirsch, *Phys. Bl.* **36**, 192 (1980)
- [MüU81] U. Müller, T. de Reus, W. Greiner, J. Kirsch, B. Müller, J. Reinhardt, G. Soff, and K.-H. Wietschorke, *in*: N. Cindro, R.A. Ricci, and W. Greiner, eds., 'Dynamics of Heavy - Ion Collisions', p. 291, North Holland, Amsterdam 1981
- [MüU82a] U. Müller, N. Aboul-El-Naga, J. Reinhardt, T. de Reus, P. Schlüter, M. Seiwert, G. Soff, K.-H. Wietschorke, B. Müller, and W. Greiner, *in*: G. Madurga and M. Lozano, eds., *Lecture Notes in Physics* **168**, 388, Springer, Berlin 1982
- [MüU82b] U. Müller, J. Reinhardt, T. de Reus, P. Schlüter, G. Soff, W. Greiner, and B. Müller, *in*: B. Crasemann, ed., *AIP Conf. Proc. No.* **94**, 206, New York 1982
- [MüU83a] U. Müller, G. Soff, T. de Reus, J. Reinhardt, B. Müller and W. Greiner, *Z. Physik* **A313**, 263 (1983)

- [MüU83b] U. Müller, J. Reinhardt, T. de Reus, P. Schlüter, G. Soff, K.-H. Wietschorke, B. Müller, and W. Greiner, *in*: W. Greiner, ed., 'Quantum Electrodynamics of Strong Fields', NASI series *B80*, 195, Plenum, New York 1983
- [MüU83c] U. Müller, G. Soff, J. Reinhardt, T. de Reus, B. Müller, and W. Greiner, *in*: D. Bucurescu, V. Ceaurescu, and N.V. Zamfir, eds., 'Nuclear Collective Dynamics', p. 477, World Scientific Publ. Comp., Singapore 1983
- [MüU83d] U. Müller, G. Soff, J. Reinhardt, T. de Reus, B. Müller, and W. Greiner, GSI Sc. Rep. 1982, GSI 83-1, 180 (1983); wird veröffentlicht in [Meh84]
- [MüU84] U. Müller, G. Soff, J. Reinhardt, T. de Reus, B. Müller, and W. Greiner, GSI - 84 - 10 preprint; Phys. Rev. C, in Druck
- [My69] W.D. Myers, Phys. Lett. *30B*, 451 (1969)
- [Nes84] M. Nessi, private Mitteilung
- [Nix64] J.R. Nix, UCRL (Berkeley Report) 11338, pp. 178 - 197 (1964)
- [Nö79] W. Nörenberg, *in*: R. Bock, ed., 'Heavy Ion Collisions', Vol. II, Chapter I, North Holland, Amsterdam 1979
- [Pie69] W. Pieper and W. Greiner, Z. Physik *218*, 126 (1969)
- [Pom45] I. Pomeranchuk and J. Smorodinsky, J. Phys. (Moskau) *9*, 97 (1945)
- [Pop70] V.S. Popov, Yad. Fiz. *12*, 429 (1970); und: Sov. J. Nucl. Phys. *12*, 235 (1971)
- [Pop71] V.S. Popov, Sov. Phys. JETP *32*, 526 (1971)
- [Raf71] J. Rafelski, L.P. Fulcher, and W. Greiner, Phys. Rev. Lett. *27*, 958 (1971)
- [Raf72] J. Rafelski, B. Müller, and W. Greiner, Lett. Nuovo Cim. *4*, 469 (1972)
- [Raf73] J. Rafelski, W. Greiner, and L.P. Fulcher, Lett. Nuovo Cim. *13B*, 135 (1973)
- [Raf74] J. Rafelski, B. Müller, and W. Greiner, Nucl. Phys. *B68*, 585 (1974)

- [Raf78a] J. Rafelski, B. Müller, and W. Greiner, Z. Physik A285, 49 (1978)
- [Raf78b] J. Rafelski, L.P. Fulcher, and A. Klein, Phys. Rep. 38C, 227 (1978)
- [Ran78a] J. Randrup, Ann. Phys. (N.Y.) 112, 356 (1978)
- [Ran78b] J. Randrup, Nucl. Phys. A307, 319 (1978)
- [Rei77] J. Reinhardt and W. Greiner, Rep. Prog. Phys. 40, 219 (1977)
- [Rei79a] J. Reinhardt, Dissertation, Univ. Frankfurt, 1979
- [Rei79b] J. Reinhardt, B. Müller, W. Greiner, and G. Soff, Phys. Rev. Lett. 43, 1307 (1979)
- [Rei79c] J. Reinhardt, B. Müller, W. Greiner, and G. Soff, Z. Physik A292, 211 (1979)
- [Rei80a] J. Reinhardt, W. Betz, P. Gärtner, J. Kirsch, U. Müller, T. de Reus, K.-H. Wietschorke, G. Soff, B. Müller, and W. Greiner, *in*: Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente (Periodica dell' Università di Milano), Suppl. 13, p. 816, 1980
- [Rei80b] J. Reinhardt, W. Betz, P. Gärtner, J. Kirsch, U. Müller, T. de Reus, K.-H. Wietschorke, B. Müller, W. Greiner, and G. Soff, *in*: A. Balanda and Z. Stachura, eds., Proc. XVIII. Winter School on Physics, Bielsko-Biala, Polen, p. 177, 1980
- [Rei80c] J. Reinhardt, W. Betz, P. Gärtner, J. Kirsch, U. Müller, T. de Reus, K.-H. Wietschorke, G. Soff, B. Müller, and W. Greiner, *in*: H. Prade and S. Tesch, eds., Proc. Int. Conf. on Extreme States in Nuclei Systems, Vol. I, p. 10, Dresden 1980
- [Rei81a] J. Reinhardt, B. Müller, and W. Greiner, Phys. Rev. A24, 103 (1981)
- [Rei81b] J. Reinhardt, U. Müller, B. Müller, and W. Greiner, Z. Physik A303, 173 (1981)
- [Rei81c] J. Reinhardt, private Mitteilung
- [Rei82] W. Reisdorf, F.P. Hessberger, K.D. Hildenbrand, S. Hofmann, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, J.H.R. Schneider, W.F.W. Schneider, K. Sümmerer, G. Wirth,

- J.V. Kratz, and K. Schlitt, Phys. Rev. Lett. **49**, 1811 (1982)
- [Rei83] J. Reinhardt, B. Müller, W. Greiner, and U. Müller, Phys. Rev. **A28**, 2558 (1983)
- [Reu81] T.H.J. de Reus, private Mitteilung
- [Reu82] T. de Reus, U. Müller, J. Reinhardt, B. Müller, K.-H. Wietschorke, W. Greiner, and G. Soff, GSI Sc. Rep. 1981, GSI **82-1**, 172 (1982)
- [Reu83] T.H.J. de Reus, private Mitteilung
- [Reu84] T.H.J. de Reus, J. Reinhardt, B. Müller, W. Greiner, G. Soff, and U. Müller, J. Phys. **B17**, 615 (1984)
- [Rho83] M.J. Rhoades-Brown, V.E. Oberacker, M. Seiwert, and W. Greiner, Z. Physik **A310**, 287 (1983)
- [Rie79a] C. Riedel, G. Wolschin, and W. Nörenberg, Z. Physik **A290**, 47 (1979)
- [Rie79b] C. Riedel and W. Nörenberg, Z. Physik **A290**, 385 (1979)
- [Rin73] G.A. Rinker and L. Wilets, Phys. Rev. Lett. **31**, 1559 (1973)
- [Ruc76] V. Ruck, M. Gyulassy, and W. Greiner, Z. Physik **277**, 391 (1976)
- [Sch69] W. Scheid and W. Greiner, Z. Physik **226**, 364 (1969)
- [Sch70] W. Scheid, W. Greiner, and R. Lemmer, Phys. Rev. Lett. **25**, 176 (1970)
- [Sch78] R. Schmidt, V.D. Toneev, and G. Wolschin, Nucl. Phys. **A311**, 247 (1978)
- [Sch79] P. Schlüter and G. Soff, At. Data Nucl. Data Tables **24**, 509 (1979)
- [Sch81] P. Schlüter, G. Soff, and W. Greiner, Phys. Rep. **75**, 327 (1981)
- [Sch83a] J. Schweppe, A. Gruppe, K. Bethge, H. Bokemeyer, T. Cowan, H. Folger, J.S. Greenberg, H. Grein, S. Ito, R. Schulé, D. Schwalm, K.E. Stiebing, N. Trautmann, P. Vincent, M. Waldschmidt, Phys. Rev. Lett. **51**, 2261 (1983)
- [Sch83b] P. Schlüter, T. de Reus, J. Reinhardt, B. Müller, and G. Soff, Z. Physik **A314**, 297 (1983)
- [Sc84] S. Schramm, Diplom-Arbeit, Univ. Frankfurt, 1984

- [Sch84] D. Schwalm, *in*: J. Eichler, I.V. Hertel, and N. Stolterfoht, eds., 'Electronic and Atomic Collisions', XIII. ICPEAC, Invited Papers, p. 295, Elsevier Sc. Publ., North Holland, Amsterdam 1984
- [Sei40] F. Seitz, 'Modern Theory of Solids', p. 95 and 101, McGraw Hill, New York 1940
- [Sei83] M. Seiwert, private Mitteilung
- [Sen83a] P. Senger, Dissertation, TH Darmstadt, 1983
- [Sen83b] P. Senger, private Mitteilung
- [Sla51] J.C. Slater, Phys. Rev. **81**, 385 (1951)
- [Smi74] K. Smith, H. Peitz, B. Müller, and W. Greiner, Phys. Rev. Lett. **32**, 554 (1974)
- [Smi75] K. Smith, B. Müller, and W. Greiner, J. Phys. **B8**, 75 (1975)
- [Sof73] G. Soff, J. Rafelski, and W. Greiner, Phys. Rev., **A7**, 903 (1973)
- [Sof74] G. Soff, B. Müller, and J. Rafelski, Z. Naturforsch. **29a**, 1267 (1974)
- [Sof77] G. Soff, J. Reinhardt, B. Müller, and W. Greiner, Phys. Rev. Lett. **38**, 592 (1977)
- [Sof79a] G. Soff, W. Greiner, W. Betz, and B. Müller, Phys. Rev., **A20**, 169 (1979)
- [Sof79b] G. Soff, J. Reinhardt, B. Müller, and W. Greiner, Phys. Rev. Lett., **43**, 1981 (1979)
- [Sof80] G. Soff, J. Reinhardt, B. Müller, and W. Greiner, Z. Physik **A294**, 137 (1980)
- [Sof81a] G. Soff, J. Reinhardt, and W. Greiner, Phys. Rev. **A23**, 701 (1981)
- [Sof81b] G. Soff, P. Schlüter, and W. Greiner, Z. Physik **A303**, 189 (1981)
- [Sof82] G. Soff, P. Schlüter, B. Müller, and W. Greiner, Phys. Rev. Lett. **48**, 1465 (1982)
- [Sof83a] G. Soff, U. Müller, T. de Reus, P. Schlüter, J. Reinhardt, B. Müller, and W. Greiner, *in*: H.O. Lutz, J.S. Briggs, and H. Kleinpoppen, eds., NASI Series **B103**, 649, Plenum, New York 1983

- [Sof83b] G. Soff und U. Müller, 'Physik in superschweren Atomen', GSI - 83 - 28 preprint, erscheint in: Vortragsreihe des Physikalischen Vereins Frankfurt
- [Sof83c] G. Soff, U. Müller, T. de Reus, P. Schlüter, A. Schäfer, J. Reinhardt, B. Müller, and W. Greiner, *in*: R. Marrus, ed., NASI Series *B96*, 177, Plenum, New York 1983
- [Sof83d] G. Soff, T. de Reus, U. Müller, J. Reinhardt, P. Schlüter, K.-H. Wietschorke, B. Müller, and W. Greiner, *in*: W. Greiner, ed., 'Quantum Electrodynamics of Strong Fields', NASI series *B80*, 233, Plenum, New York 1983
- [Stö82] H. Stöcker, R.Y. Cusson, H.J. Lustig, A. Gobbi, J. Hahn, J.A. Maruhn, and W. Greiner, Z. Physik *A306*, 235 (1982)
- [Sto83a] Ch. Stoller, M. Nessi, W. Wölfli, W.E. Meyerhof, J.D. Molitoris, E. Morenzoni, E. Grosse, and Ch. Michel, GSI Sc. Rep. 1982, GSI *83-1*, 19 (1983); und: XIII. ICPEAC, Abstracts, p. 438, Berlin 1983.
- [Sto83b] Ch. Stoller, private Mitteilung
- [Sto84] Ch. Stoller, M. Nessi, E. Morenzoni, W. Wölfli, W.E. Meyerhof, J.D. Molitoris, E. Grosse, and Ch. Michel, wird veröffentlicht
- [Str83] M.R. Strayer, R.Y. Cusson, H. Stöcker, J.A. Maruhn, and W. Greiner, Phys. Rev. *C28*, 228 (1983)
- [Teu83] E. Teubner, N. Grün, and W. Scheid, GSI Sc. Rep. 1982, GSI *83-1*, 172 (1983)
- [The79] J. Theis, J. Reinhardt, and B. Müller, J. Phys. *B12*, L479 (1979)
- [The81] J. Theis and B. Müller, Phys. Rev. *A24*, 89 (1981)
- [Tom82a] T. Tomoda and H.A. Weidenmüller, Phys. Rev. *A26*, 162 (1982)
- [Tom82b] T. Tomoda, Phys. Rev. *A26*, 174 (1982)
- [Tom83] T. Tomoda and H.A. Weidenmüller, Phys. Rev. *C28*, 739 (1983)
- [Tom84] T. Tomoda, Phys. Rev. *A29*, 536 (1984)
- [Tse84] H. Tsertos, private Mitteilung

- [Vio66] V.E. Viola, Jr., Nucl. Data *A1*, 391 (1966)
- [Vor60] V.V. Voronkov and N.N. Koleznikov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. *39*, 189 (1960); und: Sov. Phys. JETP *12*, 136 (1961)
- [Wei76] W. Weise and G.E. Brown, Phys. Rep. *27*, 1 (1976)
- [Wer58] F.G. Werner and J.A. Wheeler, Phys. Rev. *109*, 126 (1958)
- [Wol77] G. Wolschin, Nukleonika *22*, 1165 (1977)
- [Yos74] S. Yoshida, Annu. Rev. Nucl. Sci. *24*, 1 (1974)
- [Zel71] Ya.B. Zeldovich and V.S. Popov, Usp. Fiz. Nauk *105*, 403 (1971); und: Sov. Phys. - Usp. *14*, 673 (1972)

Danksagung

Meinem Lehrer, Herrn Prof. Dr. Walter Greiner, möchte ich für das rege und fördernde Interesse, zahlreiche Diskussionen und den Enthusiasmus danken, mit dem er die mir überlassene Arbeit begleitete.

Der gleiche Dank geht auch an Herrn Prof. Dr. Berndt Müller, der mir zusammen mit Dr. Joachim Reinhardt wertvolle Ratschläge und Denkanstöße gab.

Dr. Reinhardt diskutierte mit mir in zahllosen Gesprächen die physikalische Relevanz der theoretischen Ergebnisse sowie die Evidenz der aus den experimentellen Daten gezogenen Schlußfolgerungen. Eine der zur Berechnung der theoretischen Resultate grundlegenden Computerroutinen wurde mir von ihm dankenswerterweise zur Verfügung gestellt. Darüber hinaus möchte ich mich bei ihm für eine sorgfältige Durchsicht des Manuskripts dieser Arbeit bedanken.

Eine intensive und freundschaftliche Zusammenarbeit verbindet mich mit Herrn Dipl.- Phys. Theo H.J. de Reus, der mir für meine Berechnungen Ergebnisse seiner Doktorarbeit zur Verfügung stellte. Eine Kooperation mit Herrn Priv. Doz. Dr. Ulrich Heinz führte zu den in Abschnitt 5.3 beschriebenen Resultaten.

Herrn Priv. Doz. Dr. Gerhard E. Soff sei für die zahlreichen Diskussionen gedankt, die wir miteinander führten.

Allen Angehörigen des Instituts für Theoretische Physik, vor allem den Herren Dipl.- Phys. Günter Plunien, Paul Schlüter, Karl-Heinz Wietschorke und Karl-Heinz Ziegenhain, sei für die langjährige freundschaftliche Zusammenarbeit gedankt. Besonderen Dank schulde ich Frau Brigitte Utschig für die sorgfältige und wiederholte Bearbeitung der Zeichnungen sowie Frau Ellen Pfister für das außerwissenschaftliche Umfeld.

Für die freundliche Aufnahme sei auch der Theorie-Gruppe der GSI Darmstadt gedankt, u.a. Frau Elsbeth Rass, die bei den Schreibarbeiten zu einigen Publikationen mithalf. Der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt sei für den Druck der Arbeit gedankt. Darüber hinaus wurde von ihr die Rechenzeit zur Verfügung gestellt. In diesem Zusammenhang möchte ich mich auch bei den Mitar-

beitern des Rechenzentrums bedanken, insbesondere bei Herrn Dr. Hans-Jürgen Lustig.

Zahlreiche Anstöße erhielt ich während der Fertigstellung der Arbeit auch durch die mir, teilweise vorab, zur Verfügung gestellten experimentellen Ergebnisse. Hierfür möchte ich den Mitarbeitern am 'EPOS', an der 'Orange' und am 'TORI', sowie der Gruppe um Prof. Dr. Walter E. Meyerhof herzlich danken.

Schließlich sei meiner Freundin Ute Nehler für ihre Geduld und ihre Hilfe beim Eintippen des Manuskripts gedankt.

Diese Arbeit möchte ich in aufrichtigem Dank meinen Eltern widmen
- für alles, was sie mir (und wie sie es mir) ermöglicht haben.

Lebenslauf

Ich wurde am 29. März 1956 in Offenbach am Main als Sohn von Manfred Müller und seiner Ehefrau Melitta, geb. Penzel, geboren. Seit meinem ersten Lebensjahr lebte ich bei meinen (Pflege-) Eltern Ewald Penzel und Margarete Penzel, geb. Kumpf.

Nach dem Besuch der Volksschule (Humboldt-Schule) in Offenbach wechselte ich 1967 in die Albert-Schweitzer-Schule, Gymnasium, wo ich 1975 im Rahmen der Reformierten Oberstufe (KMK-Modell) die Allgemeine Hochschulreife (Abiturfächer: Physik, Mathematik, Deutsch und Gemeinschaftskunde) mit einer Gesamtnote von 1.0 erlangte. In den Jahren 1973 bis 1975 gehörte ich der Schülervvertretung an, zeitweise als Stellvertretender Schulsprecher.

1975 begann ich mein Studium im Diplom-Studiengang Physik an der Johann-Wolfgang-Goethe - Universität, Frankfurt am Main. Die Prüfungen zum Vordiplom wurden 1977 mit 'sehr gut', das Physik-Hauptdiplom im November 1980 mit 'Auszeichnung' bestanden. Das Thema der Diplomarbeit am Institut für Theoretische Physik bei Prof. Dr. W. Greiner lautete: "Rechnungen zur Positronenemission in Schwerionenstößen". In den Jahren 1976 bis 1980 wurde ich dabei finanziell von der Studienstiftung des Deutschen Volkes, Bonn, unterstützt.

Im selben Zeitraum (1976 - 1980) war ich in der (kirchlichen) Jugendarbeit in Offenbach tätig. Im Jahre 1977 wurde ich zum Gemeindejugend- und Dekanatsjugendvertreter gewählt, 1978 zum Ersten Vorsitzenden der Evangelischen Jugend Offenbach. 1979 wurde ich einfaches Mitglied des DJV-Vorstandes. Nach einer Reiseleiterausbildung organisierte und leitete ich in den Jahren 1977 bis 1979 insgesamt drei Jugendfreizeiten. Von 1977 bis 1980 arbeitete ich darüber hinaus als freier Mitarbeiter für eine größere regionale Tageszeitung.

Nach einer sechsmonatigen Tätigkeit als Tutor nahm ich im April 1981 am Institut für Theoretische Physik der Johann-Wolfgang-Goethe - Universität bei Herrn Prof. Dr. W. Greiner eine Stelle als Wissenschaftlicher Angestellter an. In den Monaten Februar und März 1982 verbrachte ich einen Forschungsaufenthalt an der Vanderbilt University, Nashville, TN, und am Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN, USA. Im September 1982 wechselte ich als Wissenschaft-

licher Angestellter zur Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt, seit Januar 1984 bin ich nun wieder an der Universität Frankfurt angestellt.

Meine akademischen Lehrer waren: Prof. Dr. R. Bass, Prof. Dr. K. Bethge, Dr. H. Bokemeyer, Prof. Dr. F. Constantinescu, Dr. A. Doiwa, Prof. Dr. R. Dreizler, Prof. Dr. T. Elze, Dr. B. Fink, Dr. H.J. Fink, Prof. Dr. U. Gerhardt, Prof. Dr. W. Greiner, Prof. Dr. K. Groeneveld, Prof. Dr. H. Hartmann, Prof. Dr. L.L. Hirst, Prof. Dr. W. Kegel, Prof. Dr. D. Keim, Prof. Dr. H. Klein, Prof. Dr. J. Kummer, Prof. Dr. J. Martienssen, Prof. Dr. J. Maruhn, Prof. Dr. G. Mauck, Prof. Dr. E. Mohler, Prof. Dr. B. Müller, Prof. Dr. K.H. Müller, Prof. Dr. H. Müser, Prof. Dr. J. Rafelski, Prof. Dr. F. Rauch, Prof. Dr. H.J. Reinhardt, Prof. Dr. H.W. Roesky, Prof. Dr. A. Schaarschmidt, Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking, Prof. Dr. W. Schwarz, Priv. Doz. Dr. G. Soff, Prof. Dr. K. Stelzer, Prof. Dr. H. Stöcker, Prof. Dr. F. Stummel, Prof. Dr. H. tom Dieck, Dr. U. Troltenier, Prof. Dr. F. Wächter, Prof. Dr. D. Wolf.

